TOME 14. N° 12. DÉCEMBRE 1953.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

UNE THÉORIE DU CHAMP UNITAIRE AVEC $\Gamma_\mu \neq 0$

Par S. N. BOSE,
Université de Calcutta.

Sommaire. — On établit des équations du champ unitaire en faisant varier une intégrale qui satisfait au postulat d'hermiticité. On obtient l'équivalence formelle avec les théories anciennes, soit avec $\Gamma_\mu = 0$, soit avec $\| a_{\lambda\mu} \| = 0$ quand $\Phi_\lambda = 0$; on peut interpréter Φ_λ comme la force de Lorentz si on prend les $a_{\lambda\mu}$ comme les composantes du champ électromagnétique.
Les équations approchées avec composantes antisymétriques prennent la forme maxwellienne pour une certaine valeur des constantes. Toutefois, pour une autre valeur, il est possible d'avoir le champ sans aucune singularité.

1. **Introduction.** — On peut classer en trois groupes les équations caractéristiques de la théorie du champ d'Einstein :

I. Les équations du champ qui intéressent uniquement les coefficients de connexion $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ et leurs dérivées.

II. Les équations de connexion qui relient le tenseur g aux coefficients de connexion affine.

III. Les quatre relations de caractère restrictif :

$$\Gamma^\lambda_{\mu\lambda} - \Gamma^\lambda_{\lambda\mu} = 2\Gamma_\mu = 0.$$

Notons que les relations (III) sont semblables aux 24 équations

$$\Gamma^\lambda_{\mu\nu} - \Gamma^\lambda_{\nu\mu} = 0$$

qui, dans la théorie relativiste de la gravitation sont les conséquences du postulat de la symétrie de la connexion affine.

Dans la théorie du champ unitaire aussi bien que dans la théorie de la gravitation, les équations du champ (I) et les équations de connexion (II) peuvent se déduire simultanément d'un principe de variation où l'on égale à zéro la variation arbitraire d'une intégrale, la variation étant cependant assujettie aux restrictions du type (III).

Néanmoins les conditions arbitraires sont bien moins nombreuses dans la théorie unitaire que dans la théorie de la gravitation.

Dans cet article, on essaye d'éliminer toutes les conditions restrictives et d'établir un système d'équations fondamentales en s'appuyant uniquement sur le principe de variation.

On a toutefois utilisé le postulat d'hermiticité récemment énoncé par Einstein pour construire l'intégrale dont la variation conduit à cette nouvelle généralisation.

On verra dans les résultats précisés ci-dessous que des termes additionnels contenant Γ_μ interviennent aussi bien dans les équations du champ que dans les équations de connexion.

Les équations de connexion qui concernent le tenseur g donnent lieu à quelques remarques. Elles prennent ici la forme

$$g^{\mu\nu}_{\lambda} + g^{\mu\alpha}\Gamma^\nu_{\lambda\alpha} + g^{\alpha\nu}\Gamma^\mu_{\alpha\lambda} = 3g^{\mu\nu}\Phi_\lambda,$$

tandis que dans les deux théories précédentes le premier membre de cette égalité est nul.

Φ_λ est défini ici par les équations suivantes :

$$\Phi_\lambda = \frac{a_{\lambda\beta}k^\beta}{\sqrt{|g|}}, \qquad \text{avec} \quad a_{\lambda\beta} = \frac{1}{2}(g_{\lambda\beta} - g_{\beta\lambda})$$

et

$$k^\beta = \frac{1}{3}\theta(g^{\beta\nu} + g^{\nu\beta})\Gamma_\nu.$$

Si $\Gamma_\nu = 0$, $k^\beta = 0$ et par conséquent on a aussi $\Phi = 0$ et l'équation reprend la forme ancienne.

Néanmoins il existe une autre possibilité : que $a_{\alpha\beta}$ soit la partie antisymétrique du tenseur covariant considérée comme liée au vecteur à six composantes (**E**, **H**) de la théorie électromagnétique.

Si le déterminant

$$\| a_{\lambda\beta} \| = (a_{12}a_{34} + a_{31}a_{24} + a_{23}a_{14})^2 = 0,$$

on peut avoir $\Phi_\lambda = 0$ même si k^μ et Γ_μ ne sont pas nuls.

Remarquons que puisqu'on suppose toujours

$$\| g^{\beta\nu} + g^{\nu\beta} \| \neq 0,$$

k^μ et Γ_μ sont nuls simultanément.

La condition $\| a_{\lambda\beta} \| = 0$ combinée avec la règle habituelle de corrélation citée ci-dessus conduit immédiatement à (**EH**) $= 0$, propriété classique du champ électromagnétique.

On est ainsi tenté de poser une corrélation d'une part entre k^μ et le vecteur à quatre dimensions courant-charge (car $k^\mu_{,\mu} = 0$ découle immédiatement des équations générales) et, d'autre part, entre Φ_λ et la force pondéromotrice de Lorentz, en raison de l'identification classique

$$(a_{23}\,a_{31}\,a_{12}) \to \vec{H}, \qquad (a_{41}\,a_{42}\,a_{43}) \to i\,\vec{E}.$$

On peut interpréter $\Phi_\lambda = 0$ comme déterminant une distribution stationnaire où la force de Lorentz est nulle, ce qui ramène l'équation de connexion à la forme qu'elle avait dans les théories précédentes.

Dans les équations de champ, l'élément symétrique $P^\lambda_{\mu\nu}$ et l'élément antisymétrique $G^\lambda_{\mu\nu}$ ont des rôles essentiellement différents.

Au moyen d'hypothèses sur les ordres de grandeurs relatifs des différents termes, nous avons pu ramener les équations fondamentales à une forme simple.

Physiquement, ces hypothèses impliquent qu'il est possible de négliger la gravitation dans l'étude des relations entre grandeurs électromagnétiques.

Les équations ainsi transformées ont une forme intéressante et l'on peut les interpréter comme de simples conséquences de la théorie de Maxwell si l'on attribue certaines valeurs particulières aux constantes arbitraires. Mais il est possible aussi d'obtenir un champ sans singularités pour d'autres valeurs particulières. Le champ n'est alors évidemment pas maxwellien.

Ces aspects encourageants du nouveau système d'équations m'ont amené à penser qu'il convenait de publier les premiers résultats pour provoquer les critiques et les observations.

2. **Les nouvelles équations.** — Suivant Einstein, toutes les relations de la théorie unitaire doivent satisfaire au postulat d'hermiticité, c'est-à-dire rester invariantes quand $g^{\mu\nu}$, $g_{\mu\nu}$, $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ sont changés à la fois en $g^{\nu\mu}$, $g_{\nu\mu}$, $\Gamma^\lambda_{\nu\mu}$ par permutation des indices μ et ν.

On voit facilement que dans cette transformation le tenseur d'Einstein **E** de composantes

$$E_{\mu\nu} = \Gamma^\lambda_{\mu\nu,\lambda} - \Gamma^\lambda_{\mu\lambda,\nu} + \Gamma^\varepsilon_{\mu\nu}\Gamma^\lambda_{\varepsilon\lambda} - \Gamma^\varepsilon_{\mu\lambda}\Gamma^\lambda_{\varepsilon\nu}$$

devient le tenseur **H** de composantes

$$H_{\nu\mu} = \Gamma^\lambda_{\nu\mu,\lambda} - \Gamma^\lambda_{\lambda\mu,\nu} + \Gamma^\varepsilon_{\nu\mu}\Gamma^\lambda_{\lambda\varepsilon} - \Gamma^\varepsilon_{\lambda\mu}\Gamma^\lambda_{\nu\varepsilon}.$$

Au lieu de l'expression

$$I = g^{\mu\nu}E_{\mu\nu}\sqrt{|g|} = g'^{\mu\nu}E_{\mu\nu}$$

qui intervient dans l'intégrale soumise à variation pour obtenir les équations fondamentales, nous adoptons une forme plus générale

$$I' = \frac{1}{2}(g'^{\mu\nu}E_{\mu\nu} + g'^{\nu\mu}H_{\nu\mu}) + a\gamma^{\mu\nu}\Gamma_\mu\Gamma_\nu + b\,A^{\mu\nu}(\Gamma_{\mu,\nu} - \Gamma_{\mu,\nu})$$

où

$$\gamma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(g'^{\mu\nu} + g'^{\nu\mu}) = \frac{1}{2}\sqrt{|g|}\,(g^{\mu\nu} + g^{\nu\mu})$$

$$A^{\mu\nu} = \frac{1}{2}(g'^{\mu\nu} - g'^{\nu\mu}) = \frac{1}{2}\sqrt{|g|}\,(g^{\mu\nu} - g^{\nu\mu}),$$

et

$$|\bar{g}| = |g|,$$

puisque la permutation de μ et ν ne modifie pas le déterminant. Les termes additionnels vérifient aussi la condition d'hermiticité puisque $\Gamma_\mu A^{\mu\nu}$ changent de signe et que $\gamma^{\mu\nu}$ conserve le sien avec la permutation.

Séparons dans les coefficients de connexion affine $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ la partie symétrique $P^\lambda_{\mu\nu}$ et la partie antisymétrique $V^\lambda_{\mu\nu}$ et posons encore

$$V^\lambda_{\mu\nu} = G^\lambda_{\mu\nu} - \frac{1}{3}\delta^\lambda_\mu\Gamma_\nu + \frac{1}{3}\delta^\lambda_\nu\Gamma_\mu,$$

avec

$$\Gamma_\mu = V^\lambda_{\mu\lambda},$$

on a

$$G^\lambda_{\mu\lambda} = 0.$$

En effectuant les substitutions dans I', tous les termes qui sont produits d'un facteur symétrique par un facteur antisymétrique disparaissent dans la sommation et nous avons finalement

$$I' = \gamma^{\mu\nu}\left(\bar{E}_{\mu\nu} - G^\lambda_{\mu\varepsilon}G^\varepsilon_{\lambda\nu} + x\Gamma_\mu\Gamma_\nu\right) + A^{\mu\nu}\left[G^\lambda_{\mu\nu;\lambda} - y(\Gamma_{\mu,\nu} - \Gamma_{\nu,\mu})\right],$$

où x, y sont des constantes arbitraires,

$$\bar{E}_{\mu\nu} = P^\lambda_{\mu\nu,\lambda} - \frac{1}{2}(P^\lambda_{\mu\lambda,\nu} + P^\lambda_{\nu\lambda,\mu}) + P^\varepsilon_{\mu\nu}P^\lambda_{\varepsilon\lambda} - P^\varepsilon_{\mu\lambda}P^\lambda_{\varepsilon\nu}$$

est la composante symétrisée du tenseur d'Einstein avec connexion affine symétrique et

$$G^{\lambda}_{\mu\nu;\lambda} = G^{\lambda}_{\mu\nu,\lambda} - G^{\lambda}_{\mu\varepsilon} P^{\varepsilon}_{\lambda\nu} - G^{\lambda}_{\varepsilon\nu} P^{\varepsilon}_{\mu\lambda} + G^{\varepsilon}_{\mu\nu} P^{\lambda}_{\varepsilon\lambda}$$

est la dérivée covariante classique calculée aussi avec connexion symétrique.

Au cours de la variation arbitraire de

$$L = \int I' \, dv_4, \qquad dv_4 = dx^1 dx^2 dx^3 dx^4.$$

$\gamma^{\mu\nu}$, $A^{\mu\nu}$ conservent automatiquement leur caractère symétrique. Les variations de $\gamma^{\mu\nu}$ et $A^{\mu\nu}$ peuvent donc être considérées comme arbitraires, ce qui donne immédiatement les équations du champ

$$\frac{\partial I'}{\partial \gamma^{\mu\nu}} = \bar{E}_{\mu\nu} - G^{\varepsilon}_{\mu\lambda} G^{\lambda}_{\varepsilon\nu} + x \Gamma_\mu \Gamma_\nu = 0,$$

$$\frac{\partial I'}{\partial A^{\mu\nu}} = G^{\lambda}_{\mu\nu;\lambda} - y(\Gamma_{\mu,\nu} - \Gamma_{\nu,\mu}).$$

Pour obtenir les équations de connexion nous égalons d'abord I' à une divergence à quatre dimensions (H) et considérons H seulement puisque la divergence se transforme en une intégrale étendue à un domaine à trois dimensions où tous les coefficients des variations arbitraires s'annulent.

Rappelons-nous cependant que dans la variation des éléments Γ_μ, $P^{\lambda}_{\mu\nu}$, $G^{\lambda}_{\mu\nu}$ les quatre relations $G^{\lambda}_{\mu\lambda} = 0$ restent toujours valables; les 24 composants de $G^{\lambda}_{\mu\nu}$ ne sont pas arbitraires. Nous devons donc appliquer la méthode habituelle, employer des multiplicateurs indéterminés k^μ et varier la fonction

$$H - 2k^\mu G^{\lambda}_{\mu\lambda} = H'.$$

Ces coefficients k^μ seront déterminés en dernier lieu à partir de l'équation finale.

Nous obtenons ainsi par un calcul facile le système d'équations

$$\gamma^{\mu\nu}_{,\lambda} + \gamma^{\mu\alpha} P^{\nu}_{\lambda\alpha} + \gamma^{\alpha\nu} P^{\mu}_{\alpha\lambda} - \gamma^{\mu\nu} P^{\alpha}_{\lambda\alpha} = -\left[A^{\mu\alpha} G^{\nu}_{\lambda\alpha} + A^{\alpha\nu} G^{\mu}_{\alpha\lambda}\right],$$

$$A^{\mu\nu}_{,\lambda} + A^{\mu\alpha} P^{\nu}_{\lambda\alpha} + A^{\alpha\nu} P^{\mu}_{\alpha\lambda} - A^{\mu\nu} P^{\alpha}_{\lambda\alpha} - k^\mu \delta^{\nu}_{\lambda} + k^\nu \delta^{\mu}_{\lambda} = -\left[\gamma^{\mu\alpha} G^{\nu}_{\lambda\alpha} + \gamma^{\alpha\nu} G^{\mu}_{\alpha\lambda}\right],$$

$$y A^{\mu\nu}_{,\nu} + x \gamma^{\mu\nu} \Gamma_\nu = 0,$$

et par conséquent

$$A^{\mu\nu}_{,\nu} = 3k^\mu,$$

$$\gamma^{\mu\alpha}_{,\alpha} + \gamma^{\alpha\beta} P^{\mu}_{\alpha\beta} + A^{\alpha\beta} G^{\mu}_{\alpha\beta} = 0.$$

D'où on tire immédiatement

$$k^{\mu}_{,\mu} = 0$$

et

$$k^\mu = \theta \gamma^{\mu\nu} \Gamma_\nu, \qquad \text{avec} \quad \theta = -\frac{x}{3y}.$$

Nous pouvons maintenant donner aux équations de connexion la forme convenable : par addition et regroupement on a

$$g'^{\mu\nu}_{,\lambda} + g'^{\mu a} L^{\nu}_{\lambda a} + g'^{a\nu} L^{\mu}_{a\lambda} - g'^{\mu\nu} L^{a}_{\lambda a} = k^\mu \delta^{\nu}_{\lambda} - k^\nu \delta^{\mu}_{\lambda},$$

où

$$L^{\nu}_{\lambda a} = G^{\nu}_{\lambda a} + P^{\nu}_{\lambda a},$$

en multipliant par les coefficients $g'_{\mu\nu}$ définis par

$$g'^{\mu\nu} g'_{\mu\lambda} = \delta^{\nu}_{\lambda}, \qquad g'^{\mu\nu} g'_{\lambda\nu} = \delta^{\mu}_{\lambda}.$$

nous avons d'abord

$$L'^{a}_{\lambda a} = \frac{1}{2} \frac{c_{,\lambda}}{c} + a'_{\lambda\beta} k^\beta,$$

$$c = |g|$$

et

$$a'_{\lambda\beta} = \frac{1}{2}(g'_{\lambda\beta} - g'_{\beta\lambda}),$$

puis en remplaçant $L^{a}_{\lambda a}$ par sa valeur et en divisant par $\sqrt{c}$, nous obtenons après une transformation facile

$$g^{\mu\nu}_{,\lambda} + g^{\mu a} L^{\nu}_{\lambda a} + g^{a\nu} L^{\mu}_{a\lambda} - \frac{g^{\mu\nu} a_{\lambda\beta} k^\beta}{\sqrt{c}} = \frac{k^\mu \delta^{\nu}_{\lambda} - k^\nu \delta^{\mu}_{\lambda}}{\sqrt{c}}.$$

En observant que

$$g^{\mu a} g_{\beta a} k^\beta = k^\mu, \qquad g^{a\nu} g_{a\beta} k^\beta = k^\nu$$

et en regroupant et additionnant certains termes, nous avons finalement

$$g^{\mu a}_{,\lambda} + g^{\mu a} \Gamma'^{\nu}_{\lambda a} + g^{a\nu} \Gamma'^{\mu}_{a\lambda} = 3 g^{\mu\nu} \frac{a_{\lambda\beta} k^\beta}{\sqrt{c}} = 3 g^{\mu\nu} \Phi_\lambda;$$

où

$$\Gamma'^{\nu}_{\lambda a} = L^{\nu}_{\lambda a} - g_{\beta a} \frac{k^\beta}{\sqrt{c}} \delta^{\nu}_{\lambda} + g_{\lambda\beta} k^\beta \delta^{\nu}_{a},$$

$$\Gamma'^{\mu}_{a\lambda} = L^{\mu}_{a\lambda} - g_{\beta\lambda} \frac{k^\beta}{\sqrt{c}} \delta^{\mu}_{a} + g_{\alpha\beta} \frac{k^\beta}{\sqrt{c}} \delta^{\mu}_{\lambda}.$$

Les nouveaux coefficients affines sont

$$\Gamma'^{\lambda}_{\mu\nu} = Q^{\lambda}_{\mu\nu} + U^{\lambda}_{\mu\nu}$$

où

$$Q^{\lambda}_{\mu\nu} = P^{\lambda}_{\mu\nu} + \Phi_\mu \delta^{\lambda}_{\nu} + \Phi_\nu \delta^{\lambda}_{\mu}$$

et

$$U^{\lambda}_{\mu\nu} = G^{\lambda}_{\mu\nu} - \Psi_\nu \delta^{\lambda}_{\mu} + \Psi_\mu \delta^{\lambda}_{\nu};$$

$$\Psi_\nu = \frac{s_{\nu\beta} k^\beta}{\sqrt{c}}, \qquad \Phi_\nu = a_{\nu\beta} \frac{k^\beta}{\sqrt{c}};$$

En introduisant ces nouveaux coefficients affines

dans l'équation fondamentale, nous pouvons écrire

$$\bar{E}'_{\mu\nu} + \frac{3}{2}[\Phi_{\mu;\nu} + \Phi_{\nu;\mu}] + 3\Phi_\mu\Phi_\nu + \frac{x}{\theta^2} b_{\mu a} b_{\nu\beta} \frac{k^\alpha k^\beta}{c} - G^{\lambda}_{\mu\varepsilon} G^{\varepsilon}_{\lambda\nu} = 0,$$

$$(G^{\lambda}_{\mu\nu})'_{;\lambda} - 3 G^{\varepsilon}_{\mu\nu} \Phi_\varepsilon - \frac{\gamma}{\theta\sqrt{c}} [(b'_{\mu a} k^\alpha)_{,\nu} - (b'_{\nu a} k^a)_{,\mu}],$$

avec

$$\frac{1}{2} b_{\mu a}(g^{\mu\nu} + g^{\nu\mu}) = \delta^{\nu}_{a}.$$

3. **Cas particulier.** — Quand $\Phi_\lambda = 0$, mais Γ_μ, $k^\mu \neq 0$, on a

$$a_{12} a_{34} + a_{23} a_{14} + a_{31} a_{24} = 0.$$

Effectuons la transformation et observons que

$$\Gamma'_\mu = 3\theta\Gamma_\mu;$$

$P^{\lambda}_{\mu\nu}$ et $G^{\lambda}_{\mu\nu}$ ne changent pas et nous obtenons

$$\bar{E}'_{\mu\nu} + t\Gamma'_\mu\Gamma'_\nu - G^{\lambda}_{\mu\varepsilon} G^{\varepsilon}_{\lambda\nu} = 0;$$

$$(G^{\lambda}_{\mu\nu})_{;\lambda} + t(\Gamma_{\mu,\nu} - \Gamma_{\nu,\mu}) = 0,$$

la seule modification est une réduction du nombre des constantes arbitraires.

L'équation de connexion est (puisque $\Phi_\lambda = 0$)

$$g^{\mu\lambda}_{,\lambda} + g^{\mu\alpha}\Gamma^{\nu}_{\lambda\alpha} + g^{\alpha\nu}\Gamma^{\mu}_{\alpha\lambda} = 0,$$

mais avec $\Gamma_\mu \neq 0$.

On montre alors facilement que

$$(A^{\mu\nu}\sqrt{\Delta})_{\nu} = \frac{1}{2}(g^{\mu\alpha} + g^{\alpha\mu})\Gamma_\alpha.$$

4. **Approximation.** — Pour trouver une approximation, nous mettons l'équation de connexion sous la forme

$$\gamma^{\mu\nu}_{,\lambda} + \gamma^{\mu a} P^{\nu}_{\lambda a} + \gamma^{a\nu} P^{\mu}_{a\lambda} - \gamma^{\mu\nu} P^{a}_{\lambda a} = -[A^{\mu a} G^{\nu}_{\lambda a} + A^{a\nu} G^{\mu}_{a\lambda}],$$

$$A^{\mu\nu}_{,\lambda} + A^{\mu a} P^{\nu}_{\lambda a} + A^{a\nu} P^{\mu}_{a\lambda} - A^{\mu\nu} P^{a}_{\lambda a} - k^\mu \delta^{\nu}_{\lambda} + k^\nu \delta^{\mu}_{\lambda} = -[\gamma^{\mu a} G^{\nu}_{\lambda a} + \gamma^{a\nu} G^{\mu}_{a\lambda}].$$

Nous supposons que les coefficients antisymétriques $A^{\mu\nu}$ et $G^{\lambda}_{\mu\nu}$ sont petits, voisins de zéro.

Alors les $P^{\nu}_{\lambda\mu}$ peuvent aussi être négligés

$$\gamma^{\mu\nu} = \delta^{\mu}_{\nu},$$

la dérivation covariante est remplacée par la dérivation ordinaire, et nous avons finalement en première approximation

$$A^{\mu\nu}_{,\lambda} - k^\mu \delta^{\nu}_{\lambda} + k^\nu \delta^{\mu}_{\lambda} = -[G^{\nu}_{\lambda\mu} + G^{\mu}_{\nu\lambda}],$$

$$A^{\mu\nu}_{\nu} = 3k^\mu,$$

d'où l'on déduit facilement

$$(G^{\lambda}_{\mu\nu}) = A^{\mu\nu}_{,\lambda} - k^\mu \delta^{\nu}_{\lambda} + k^\nu \delta^{\mu}_{\lambda} - \frac{1}{2}[A^{\mu\nu}_{,\lambda} + A^{\lambda\mu}_{,\nu} + A^{\nu\lambda}_{,\mu}],$$

$$(G^{\lambda}_{\mu\nu})_\lambda = \frac{2}{3} A^{\mu\nu}_{,\lambda\lambda} - \frac{1}{6}[A^{\mu\nu}_{,\lambda} + A^{\nu\lambda}_{,\mu} + A^{\lambda\mu}_{,\nu}]_{,\lambda}$$

et enfin comme

$$\Gamma_\mu = \frac{k^\mu}{\theta},$$

nous avons le système suivant :

$$A^{\mu\nu}_{\nu} = 3k^\mu;$$

$$A^{\mu\nu}_{\lambda\lambda} - \frac{1}{4}[A^{\mu\nu}_{\lambda} + A^{\nu\lambda}_{\mu} + A^{\lambda\mu}_{\nu}]_\lambda = \frac{3\gamma}{2\theta}[k^\mu_{,\nu} - k^\nu_{,\mu}].$$

En éliminant k^μ nous obtenons

$$A^{\mu\nu}_{\lambda\lambda}\left(1 - \frac{\gamma}{2\theta}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2} - \frac{\gamma}{\theta}\right)(A^{\mu\nu}_{\lambda} + A^{\nu\lambda}_{\mu} + A^{\lambda\mu}_{\nu})_\lambda = 0.$$

Si $1 = \frac{\gamma}{2\theta}$ nous pouvons poser

$$A^{\mu\nu}_{\lambda} + A^{\nu\lambda}_{\mu} + A^{\lambda\mu}_{\nu} = 0$$

et l'équation devient identique aux équations du champ électromagnétique de Maxwell.

Mais si $\frac{1}{2} - \frac{\gamma}{\theta} = 0$, les équations deviennent

$$(A^{\mu\nu}_{\nu}) = \rho^\mu,$$

$$(A^{\mu\nu}_{\lambda} + \ldots)_\lambda = -(\rho^\mu_{,\nu} - \rho^\nu_{,\mu}),$$

avec

$$A^{\mu\nu}_{\lambda\lambda} = 0,$$

système différent évidemment de celui de Maxwell, mais qui peut avoir une solution sans singularités en aucun point.

Il est peut être intéressant de remarquer que certaines recherches sur la quantification du champ électromagnétique ont amené de leur côté à poser $A^{\mu\nu}_{\lambda\lambda} = 0$, ce qui entraînait implicitement une modification des équations du champ.

Si $\| a_{\lambda\mu} \| = 0$ on obtient une approximation présentant les mêmes caractères.

Manuscrit reçu le 18 juillet 1953.

CERTAINES CONSÉQUENCES DE L'EXISTENCE DU TENSEUR g DANS LE CHAMP AFFINE RELATIVISTE

Par S. N. BOSE,
Université de Calcutta.

Sommaire. — On établit des relations où entrent seulement $\Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}$ et leurs dérivées à partir des conditions d'intégrabilité des équations auxquelles satisfait le tenseur g des théories relativistes.

Le nombre de relations indépendantes entre éléments du champ est bien plus grand en théorie unitaire qu'en théorie de la gravitation.

1. **Introduction.** — Le formalisme abstrait de la théorie de la relativité a actuellement abouti à la conception d'un champ de coefficients de connexion affine d'une variété 4-dimensionnelle.

Soient δx^{μ} les composantes d'un déplacement parallèle et infiniment petit auquel un vecteur A de la variété considérée est assujetti : les variations des composantes A^{μ} qui en résultent sont données par la règle

$$\delta A^{\mu} = - A^{\alpha} \Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} \delta x^{\beta}. \qquad (1.1)$$

Dans la théorie de la gravitation les termes $\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta}$ sont symétriques, ou $\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} = \Gamma^{\mu}_{\beta\alpha}$; donc, la loi de transport y est unique.

Au contraire, comme les coefficients sont dissymétriques dans la théorie unitaire, on peut y avoir aussi une deuxième loi de transport, savoir :

$$\bar{\delta} A^{\mu} = - \delta x^{\alpha} \Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} A^{\beta}. \qquad (1.2)$$

En s'appuyant sur la règle (1.1), on peut calculer facilement le tenseur de courbure **R** dont les composantes

$$\left.\begin{aligned} R^{\lambda}_{\alpha\underset{\nu}{\mu}} &= \Gamma^{\lambda}_{\alpha\mu,\nu} - \Gamma^{\lambda}_{\alpha\nu,\mu} + \Gamma^{\varepsilon}_{\alpha\mu}\Gamma^{\lambda}_{\varepsilon\nu} - \Gamma^{\varepsilon}_{\alpha\nu}\Gamma^{\lambda}_{\varepsilon\mu} \\ &\left(\text{ou } \Gamma^{\lambda}_{\alpha\mu,\nu} = \frac{d}{dx^{\nu}}\Gamma^{\lambda}_{\alpha\mu}, \ldots\right) \end{aligned}\right\} \qquad (1.3)$$

sont antisymétriques en indices μ et ν : et ensuite, par voie de contraction, on a facilement le tenseur d'Einstein **E**, avec les composantes

$$E_{a\mu} = \Gamma^{\lambda}_{a\mu,\lambda} - \Gamma^{\lambda}_{a\lambda,\mu} + \Gamma^{\varepsilon}_{a\mu}\Gamma^{\lambda}_{\varepsilon\lambda} - \Gamma^{\varepsilon}_{a\lambda}\Gamma^{\lambda}_{\varepsilon\mu}. \qquad (1.4)$$

Mais la théorie unitaire admet aussi (1.2) comme loi du transport; donc, le même raisonnement que ci-dessus nous donnera, à partir de (1.2), un autre transport S (substitué à **R**) avec des composantes

$$S^{\lambda}_{\underset{\nu}{\mu} a} = \Gamma^{\lambda}_{\mu a,\nu} - \Gamma^{\lambda}_{\nu a,\mu} + \Gamma^{\varepsilon}_{\mu a}\Gamma^{\lambda}_{\nu\varepsilon} - \Gamma^{\varepsilon}_{\nu a}\Gamma^{\lambda}_{\mu\varepsilon} \qquad (1.5)$$

et finalement aussi le tenseur **H** (substitué à **E** d'Einstein) avec des composantes

$$H_{\mu a} = \Gamma^{\lambda}_{\mu a,\lambda} - \Gamma^{\lambda}_{\lambda a,\mu} + \Gamma^{\varepsilon}_{\mu a}\Gamma^{\lambda}_{\lambda\varepsilon} - \Gamma^{\varepsilon}_{\lambda a}\Gamma^{\lambda}_{\mu\varepsilon}. \qquad (1.6)$$

Les équations $E_{a\mu} = 0$ sont celles du champ dans la théorie de la gravitation.

L'ambiguïté de la loi du transport dans la théorie unitaire oppose apparemment des difficultés au choix de $E_{a\mu} = 0$ comme équations fondamentales.

Mais celles-ci ont été tournées par Einstein de la manière suivante : il impose au champ affine quatre conditions restrictives, savoir

$$\Gamma^{\lambda}_{\mu\lambda} - \Gamma^{\lambda}_{\lambda\mu} = 2\Gamma_{\mu} = 0. \qquad (1.7)$$

Bien qu'arbitraire, cette hypothèse donne facilement

$$\mathbf{E} = \mathbf{H};$$

les deux règles conduisent ainsi au même tenseur; donc les équations du champ peuvent rester les mêmes dans les deux théories.

A côté du système

$$E_{\mu\nu} = 0 \qquad (A)$$

qui dépend seulement des coefficients $\Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}$ et de leurs dérivées premières, il y a aussi un second système dans lequel entrent également les composantes du potentiel $g^{\mu\nu}$ et leurs dérivées : ce sont en effet les équations

$$g^{\mu\nu}_{,k} + g^{\mu\lambda}\Gamma^{\nu}_{k\lambda} + g^{\lambda\nu}\Gamma^{\mu}_{\lambda k} = 0. \qquad (B)$$

On a démontré que (A) et (B) se laissent déduire d'un principe variationnel.

On forme l'intégrale invariante

$$I = \int \sqrt{|g|}\, g^{\mu\nu} E_{\mu\nu} \, dV_4$$

avec des composantes du potentiel et du tenseur

d'Einstein (supposé unique à cause de $\Gamma_{\mu} = 0$) et l'on pose

$$\delta I = 0$$

pour toutes variations arbitraires de $g^{\mu\nu}$ et $\Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}$; on obtient immédiatement les équations cherchées.

Il est évident que l'existence du tenseur de potentiel dans le champ affine donnerait à celui-ci un caractère tout à fait particulier.

En effet (B), regardée comme un système d'équations différentielles, permettra de déterminer $g^{\mu\nu}$ seulement quand les conditions d'intégrabilité seront satisfaites.

Ainsi, les relations qui suivent comme conséquences de cette hypothèse d'intégrabilité entre les coefficients $\Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}$ et leurs dérivées exprimeront-elles des propriétés caractéristiques du champ, qui sont postulées implicitement par la théorie de la relativité comme par la théorie actuelle du champ unitaire.

Les obtenir sous une forme explicite est précisément le but de ce travail.

2. **Cas I.** — Quand les coefficients $\Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}$ sont symétriques, les conditions d'intégrabilité des équations (B), savoir :

$$g^{\mu\nu}_{,k} + g^{\mu\lambda}\Gamma^{\nu}_{k\lambda} + g^{\lambda\nu}\Gamma^{\mu}_{\lambda k} = 0$$

sont plus facilement exprimables par l'intermédiaire du tenseur de courbure **R**.

Si les composantes $R^{\lambda}_{\underset{n}{lm}}$ sont exprimées par les multiples $g^{\lambda\nu}$ et des parenthèses à quatre indices comme

$$R^{\lambda}_{\underset{n}{lm}} = g^{\lambda k}(klmn), \qquad (2.1)$$

les conditions d'intégrabilité seront bien exprimées par les propriétés suivantes et bien connues de ces parenthèses, savoir :

$$(klmn) = -(lkmn) = (mnkl) = -(nmkl). \qquad (2.2)$$

A partir de celles-ci, on peut éliminer simultanément $g^{\lambda\nu}$ et les parenthèses et obtenir des relations entre les composantes de **R** seulement.

(i) Comme

$$R^{\lambda}_{\underset{n}{lm}} = g^{\lambda k}(klmn),$$

on pose $\lambda = l$ et l'on contracte. On observe que les parenthèses sont antisymétriques en indices (k et l) à côté de g^{lk} qui sont symétriques.

On a alors automatiquement :

$$R^{l}_{\underset{n}{lm}} = 0 \qquad (2.3)$$

(ii) De même, comme

$$R^{\lambda}_{\underset{n}{lm}} R^{n}_{\underset{\lambda}{l'm'}} = g^{\lambda k}(klmn)\, g^{nk'}(k'l'm'\lambda),$$

et

$$R^{k'}_{\underset{k}{ml}} R^{k}_{\underset{k'}{m'l'}} = g^{k'n}(nmlk)\, g^{k\lambda}(\lambda m'l'k'),$$

nous avons

$$R^{\lambda}_{\underset{n}{lm}} R^{n}_{\underset{\lambda}{l'm'}} = R^{k'}_{\underset{k}{ml}} R^{k}_{\underset{k'}{m'l'}} \qquad (2.4)$$

à cause des relations (2.2) (en ce qui concerne les parenthèses).

(iii) On peut écrire les 96 composantes du tenseur $R^{\lambda}_{\underset{m}{kl}}$ explicitement en fonction de Γ^{λ}_{mn} et de leurs dérivées, à savoir (1.3), d'où découlent aisément les relations

$$R^{\lambda}_{\underset{n}{lm}} + R^{\lambda}_{\underset{l}{mn}} + R^{\lambda}_{\underset{m}{nl}} = 0. \qquad (2.5)$$

(2.3), (2.4), (2.5) sont des propriétés caractéristiques du champ symétrique, exprimées par les composantes du tenseur de courbure **R**.

3. **Cas II.** — Quand le champ est dissymétrique, les conditions d'intégrabilité des équations (B) peuvent aussi se déduire avec facilité.

Avec (B) on considère aussi le système de leurs dérivées premières (B_1); entre (B) et (B_1) on élimine toutes les dérivées premières de $g^{\mu\nu}$ et en ajoutant les conditions

$$g^{\mu\nu}_{,l,k} - g^{\mu\nu}_{,k,l} = 0,$$

on arrive immédiatement aux conditions d'intégrabilité suivantes :

$$0 = g^{a\lambda} R^{\mu}_{\underset{n}{am}} + g^{\mu d} S^{\lambda}_{\underset{n}{md}}, \qquad (3.1)$$

d'où l'on peut déduire immédiatement celles-ci :

(i) En multipliant (3.1) par $g_{\mu\lambda}$ et en sommant ensuite (comme $g^{a\lambda} g_{\mu\lambda} = \delta^{a}_{\mu}$, $g^{\mu d} g_{\mu\lambda} = \delta^{d}_{\lambda}$ et δ' sont les symboles de Kronecker), on a

$$R^{a}_{\underset{n}{am}} + S^{d}_{\underset{n}{md}} = 0$$

ou

$$\frac{d}{dx^{m}}(\Gamma^{a}_{na} + \Gamma^{a}_{an}) = \frac{d}{dx^{n}}(\Gamma^{a}_{ma} + \Gamma^{a}_{am}). \qquad (3.2)$$

(ii) Comme m et μ sont des indices antisymétriques, (3.1) peut aussi s'écrire comme ci-dessous

$$g^{a\lambda} R^{\mu}_{\underset{n}{am}} = g^{\mu d} S^{\lambda}_{\underset{m}{nd}}$$

en posant $\lambda = m$ et $\mu = n$, et après les contractions indiquées, on obtient la relation

$$g^{\lambda\mu}(E_{\lambda\mu} - H_{\lambda\mu}) = 0. \qquad (3.3)$$

Pour obtenir des relations plus générales, nous commençons par un changement de notations pour les composantes des tenseurs R et S.

Comme il y a seulement six paires de (m, n), c'est-à-dire d'indices antisymétriques, nous remplaçons chaque $\binom{m}{n}$ dans les composantes par un des nombres $r = (r = 1, \ldots, 6)$ qui est transféré sous le symbole alphabétique **R** ou **S** du tenseur.

Ainsi (3.1) prennent la forme suivante =

$$g^{a\lambda} \underset{r}{R}{}^{\mu}_{a} + g^{\mu d} \underset{r}{S}{}^{\lambda}_{d} = 0. \tag{3.4}$$

Suivant le nombre r les 96 équations s'arrangent maintenant en six groupes comportant chacun 16 relations.

Mais les $g^{a\lambda} = g^{a}_{\lambda}$, R^{μ}_{a}, S^{λ}_{a}, etc., se laissent interpréter comme les éléments de certaines matrices carrées G, R et S (les indices indiquant maintenant les lignes et les colonnes suivant des conventions bien connues), et par conséquent les relations (3.4) peuvent être représentées comme une seule équation de matrices :

$$\underset{r}{R}\, G + G\, \underset{r}{\overline{S}} = 0, \tag{3.5}$$

où $\overline{\mathbf{S}}$ représente la matrice transposée de **S** avec

$$\overline{S}{}^{\lambda}_{a} = S^{a}_{\lambda}.$$

En prenant les formes transposées, on a aussi

$$\underset{r}{S}\, G + \overline{G}\, \underset{r}{\overline{R}} = 0. \tag{3.6}$$

Les équations (3.5) et (3.6) jouissent de propriétés d'hermiticité, ainsi qu'il a été postulé par Einstein pour toutes les relations de la théorie unitaire.

En effet, on passe de (3.5) à (3.6) en transposant G et en changeant le tenseur **R** en **S** et vice versa, ce qui implique que les dites relations restent inaltérées comme un tout par les changements simultanés des $g^{\mu\nu}$ en $g^{\nu\mu}$ et des $\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}$ en $\Gamma^{\alpha}_{\nu\mu}$: exactement comme l'exige le principe d'hermiticité.

Multipliant finalement les six équations (3.6) par des nombres arbitraires λ_r, et faisant la somme, on a, après une transformation facile :

$$G^{-1} R G = -\overline{S} \qquad (\text{où } R = \lambda_r R_r \ldots). \tag{3.7}$$

Les matrices R et $\overline{S}$ sont donc liées par une transformation qui laisse intacts leurs invariants, d'où

$$I_r(R) - (-1)^r I_r(S) = 0 \qquad (r = 1, 2, 3, 4). \tag{3.8}$$

Comme les λ_r sont tout à fait arbitraires, on peut admettre que chaque coefficient de polynome en λ_r dans (3.8) pris séparément est égal à zéro.

Dans toutes les relations qui s'ensuivent entrent seulement $\Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}$ et leurs dérivées, chacune d'elles exprimant les propriétés caractéristiques du champ unitaire conditionnées par l'hypothèse de l'existence du tenseur de potentiel.

Si l'on adopte pour les produits de la chaîne des $\underset{r}{R}$ ou des $\underset{r}{S}$ les notations suivantes :

$$\underset{r}{R}{}^{\lambda}_{\mu} \underset{s}{R}{}^{\mu}_{\lambda} = R(r, s); \qquad \underset{r}{S}{}^{\lambda}_{\mu} \underset{s}{S}{}^{\mu}_{\nu} \underset{t}{S}{}^{\nu}_{\lambda} = S(rst), \qquad \ldots;$$

$$\underset{r}{R}{}^{\lambda}_{\lambda} = R(r), \qquad \underset{r}{S}{}^{\lambda}_{\lambda} = S(r), \tag{3.9}$$

les relations obtenues ci-dessus pourront s'écrire aussi comme suit

$$\left.\begin{aligned} R(r) &= -S(r), \\ R(r, s) &= S(rs) = S(sr), \\ R(rst) &= -S(str) = -S(rts) = -S(srt), \\ R(rstu) &= S(utsr) = S(ruts) = \ldots. \end{aligned}\right\} \tag{3.10}$$

4. *a*. Comme conséquences de l'hypothèse de l'existence du tenseur de potentiel, dans le champ des connexions symétriques, on a les relations suivantes :

16 relations :

$$\text{(i)} \qquad \underset{n}{R}{}^{\lambda}_{lm} + \underset{l}{R}{}^{\lambda}_{mn} + \underset{m}{R}{}^{\lambda}_{nl} = 0;$$

6 relations :

$$\text{(ii)} \qquad \underset{n}{R}{}^{l}_{lm} = 0;$$

45 relations :

$$\text{(iii)} \qquad \underset{\mu}{R}{}^{\lambda}_{ml} \underset{\lambda}{R}{}^{\mu}_{m'l'} = \underset{\mu}{R}{}^{\lambda}_{lm} \underset{\lambda}{R}{}^{\mu}_{l'm'}.$$

Compte tenu des 10 équations du champ, on a en tout 77 relations homogènes entre les composantes $\Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}$ et leurs dérivées premières.

b. Dans le champ unitaire, on a :

6 relations :

$$R(r) = -S(r);$$

21 relations :

$$R(rs) = S(sr);$$

56 relations :

$$R(rst) = -S(tsr);$$

126 relations :

$$R(rstu) = S(utsr).$$

Couplées avec les équations du champ, le total peut aller jusqu'à 225 relations entre les mêmes éléments du champ.

Ainsi les conditions qui sont imposées aux éléments affines, dans la théorie unitaire, sont bien plus restrictives que celles qui sont imposées aux éléments du champ de la gravitation.

Manuscrit reçu le 18 juillet 1953.

SUR LE CALCUL DE LA DIFFUSION DES CORPUSCULES DE SPIN $\frac{\hbar}{2}$ PAR UN POTENTIEL PSEUDOSCALAIRE RADIAL

Par M. Gérard PETIAU,
Institut Henri Poincaré.

Sommaire. — Calcul de l'onde diffusée correspondant à une onde incidente plane représentant un faisceau de corpuscules de spin $\frac{\hbar}{2}$, dans le cas d'une interaction pseudoscalaire; 1° constante dans une sphère de rayon R; 2° de la forme $\beta\frac{\hbar}{r}$.

1. Introduction. — Alors que l'étude de la diffusion par un potentiel électrostatique des corpuscules de spin $\frac{\hbar}{2}$ représentés par les solutions de l'équation de Dirac a fait l'objet de très nombreux travaux (1), le problème de la diffusion de ces corpuscules par un potentiel correspondant à une interaction pseudoscalaire n'a pas été étudié à notre connaissance.

Nous nous proposons ici, en utilisant les résultats d'un travail précédent (2) sur la résolution des équations d'ondes du corpuscule de spin $\frac{\hbar}{2}$ en interaction avec un potentiel pseudoscalaire radial, de déterminer complètement l'onde diffusée correspondant à une onde incidente monochromatique plane dans les cas où le potentiel pseudoscalaire est, soit constant dans une sphère de rayon donné, soit coulombien de la forme $\frac{\hbar\beta}{r}$.

Nous considérons donc un faisceau de corpuscules incidents représentés par les solutions ondes planes monochromatiques de l'équation de Dirac

$$[p_0 + (p.\alpha) + m_0 c\alpha_4]\psi_j = 0, \tag{1}$$

$$p_0 = -i\hbar\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}, \qquad \mathbf{p} = -i\hbar\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \qquad (j = 1, 2, 3, 4);$$

$$\alpha_\mu\alpha_\nu + \alpha_\nu\alpha_\mu = 2\delta_{\mu\nu} \qquad (\mu, \nu = 1, 2, 3, 4).$$

Dans la région d'interaction, électrostatique $U(r)$ et pseudoscalaire $\hbar I(r)$, les corpuscules considérés seront représentés par les solutions de l'équation

$$[p_0 + U(r) + (p.\alpha) + m_0 c\alpha_4 + \hbar I(r)\alpha_5]\psi_j = 0, \tag{2}$$
$$\alpha_5 = \alpha_1\alpha_2\alpha_3\alpha_4.$$

Pour un flux stationnaire caractérisé par la valeur W de l'énergie, on a

$$\psi_j(x, y, z, t) = e^{\frac{i}{\hbar}Wt}\psi_j(x, y, z).$$

(1) *Voir*, par exemple :
N. F. Mott et H. S. W. Massey. The Theory of Atomic collisions;
G. Parzen. *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 261 et 355.
(2) G. Petiau. *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 810.

Avec la représentation des matrices α utilisée par H. Bethe, le système (2) pour les fonctions $\psi_j(x, y, z)$ se développe suivant

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{i}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + U(r) + m_0 c\right]\psi_1 \\
&\qquad + (\partial_x - i\,\partial_y)\psi_4 + \partial_z\psi_3 + I(r)\psi_3 = 0,\\
&\frac{i}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + U(r) + m_0 c\right]\psi_2 \\
&\qquad + (\partial_x + i\,\partial_y)\psi_3 - \partial_z\psi_4 + I(r)\psi_4 = 0,\\
&\frac{i}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + U(r) - m_0 c\right]\psi_3 \\
&\qquad + (\partial_x - i\,\partial_y)\psi_2 + \partial_z\psi_1 - I(r)\psi_1 = 0,\\
&\frac{i}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + U(r) - m_0 c\right]\psi_4 \\
&\qquad + (\partial_x + i\,\partial_y)\psi_1 - \partial_z\psi_2 - I(r)\psi_2 = 0.
\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Les fonctions d'ondes solutions de ce système que nous considérerons seront représentées par des combinaisons de fonctions radiales et de fonctions sphériques. Nous utiliserons les polynomes de Legendre associés, normés à l'unité, $\mathcal{P}_l^m(\cos\theta)$ définis par

$$\mathcal{P}_l^m(\cos\theta) = \left[\frac{(l-m)!}{(l+m)!}\,\frac{2l+1}{2}\right]^{\frac{1}{2}} P_l^m(\cos\theta),$$

$$P_l^m(x) = (1-x^2)^{\frac{m}{2}}\frac{d^m}{dx^m}P_l(x),$$

$$P_l(x) = \frac{1}{2^l l!}\frac{d^l}{dx^l}(x^2-1)^l,$$

et les fonctions sphériques normées à l'unité

$$\mathcal{Y}_l^m(\theta, \varphi) = \frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}\mathcal{P}_l^m(\cos\theta).$$

Dans ces expressions, l est un entier $\geqq 0$ et l'on a

$$|m| \leqq l, \qquad \mathcal{Y}_l^{m*} = (-1)^m\mathcal{Y}_l^{-m}.$$

Nous utiliserons les fonctions

$$\chi_p(Kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2Kr}}\,Z_{p+\frac{1}{2}}(Kr),$$

$Z_\nu(x)$ étant une solution de l'équation de Bessel d'ordre ν.

En particulier, $Z_{p+\frac{1}{2}}$ pourra être une fonction de Bessel $J_{p+\frac{1}{2}}$ ou une fonction de Hankel $H^{(1)}_{p+\frac{1}{2}}$. Nous écrirons alors

$$j_p(Kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2Kr}}\, J_{p+\frac{1}{2}}(Kr),$$

$$h_p(Kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2Kr}}\, H^{(1)}_{p+\frac{1}{2}}(Kr).$$

Les fonctions χ_p satisfont aux relations de récurrence

$$\left.\begin{aligned} \partial_r\chi_p(Kr) - \frac{p}{r}\chi_p(Kr) &= -K\chi_{p+1}(Kr),\\ \partial_r\chi_p(Kr) + \frac{p+1}{r}\chi_p(Kr) &= K\chi_{p-1}(Kr), \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Asymptotiquement, à partir de

$$J_{p+\frac{1}{2}}(Kr) \to \sqrt{\frac{2}{\pi Kr}}\sin\left(Kr - p\frac{\pi}{2}\right),$$

nous avons

$$j_p(Kr) \to \frac{1}{2iKr}\left[e^{iKr}e^{-ip\frac{\pi}{2}} - e^{-iKr}e^{ip\frac{\pi}{2}}\right]. \quad (5)$$

Pour $p = l$, entier $\geqq 0$,

$$\left.\begin{aligned} j_l(Kr) &\to \frac{1}{2iKr}(-i)^l[e^{iKr} - (-1)^l e^{-iKr}],\\ h_l(Kr) &\to (-i)^{l+1}\frac{e^{iKr}}{Kr}. \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Dans le cas où $U = 0$, $I = 0$, le système (3) admet deux systèmes de solutions représentant des ondes planes monochromatiques se propageant dans la direction de l'axe Oz :

$$\left.\begin{aligned} 1^{\circ}\quad \psi_1 &= -\lambda K C_1 e^{iKz}, & \psi_2 &= 0,\\ \psi_3 &= \frac{\lambda}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + m_0 c\right] C_1 e^{iKz}, & \psi_4 &= 0; \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

$$\left.\begin{aligned} 2^{\circ}\quad \psi_1 &= 0, & \psi_2 &= \lambda K C_2 e^{iKz},\\ \psi_3 &= 0, & \psi_4 &= \frac{\lambda}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + m_0 c\right] C_2 e^{iKz}; \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

On a

$$K = \frac{1}{\hbar}\left[\left(\frac{W}{c}\right)^2 - m_0^2 c^2\right]^{\frac{1}{2}},$$

λ, C_1, C_2 sont trois constantes. Pour une solution ψ_j mélange des deux systèmes en C_1 et C_2 tel que

$$|C_1|^2 + |C_2|^2 = 1,$$

la constante de normalisation λ a pour valeur

$$\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2\frac{W}{c}\left[\frac{W}{c} + m_0 c\right]\mathcal{V}}}.$$

Nous utiliserons le développement de e^{iKz} donné par la formule de Rayleigh

$$\begin{aligned} e^{iKz} &= e^{iKr\cos\theta}\\ &= \sum_{l\geqq 0}(2l+1)\, i^l P_l(\cos\theta)\sqrt{\frac{\pi}{2Kr}}\, J_{l+\frac{1}{2}}(Kr)\\ &= \sum_{l\geqq 0}(2l+1)\, i^l j_l(Kr) P_l(\cos\theta)\\ &= \sum_{l\geqq 0}\sqrt{2(2l+1)}\, i^l j_l(Kr)\,\mathcal{P}_l^0(\cos\theta). \end{aligned} \quad (9)$$

Nous examinerons successivement le calcul des ondes diffusées correspondant aux ondes incidentes (7) et (8), d'une part dans le cas d'une interaction électrostatique

$$U(r) = U = \text{const.}$$

et d'une interaction pseudoscalaire

$$\hbar I = \text{const.}$$

à l'intérieur d'une sphère de rayon R, nuls à l'extérieur et, d'autre part, dans le cas d'un potentiel pseudoscalaire

$$\hbar I(r) = \frac{\hbar\beta}{r}.$$

2. **Calcul des ondes diffusées par une sphère d'interaction** $U = \text{const.}$ **et** $I = \text{const.}$ — Dans la région extérieure à la sphère de rayon R, nous aurons à considérer une onde plane incidente de la forme (7) ou (8) et une onde diffusée ψ_j^d, solution de l'équation

$$\left[\frac{W}{c} + (p.\alpha) + m_0 c\alpha_4\right]\psi_j^d = 0. \quad (10)$$

Dans la région intérieure à la sphère, nous considérerons une onde transmise ψ_j^t solution de

$$\left[\frac{W}{c} + U + (p.\alpha) + m_0 c\alpha_4 + \hbar I\alpha_5\right]\psi_j^t = 0. \quad (11)$$

Les solutions ψ_j^i, ψ_j^d, ψ_j^t se raccorderont sur la sphère de rayon R de telle sorte que nous aurons

$$\psi_j^i + \psi_j^d = \psi_j^t \qquad \text{pour} \quad r = R. \quad (12)$$

Ceci nous conduit à préciser la forme des solutions de (10) et (11) représentées par des ondes sphériques.

Nous caractériserons ces solutions par les valeurs propres W de l'énergie, $\left(m + \frac{1}{2}\right)\hbar$ du moment cinétique total N_z et $\hbar K$ de l'intégrale première $(p.\sigma)$ dont on montre facilement l'existence dans le cas où U et I sont des constantes. Nous avons ainsi

$$N_z\psi_j = \left[L_z - \frac{\hbar}{2}i\alpha_1\alpha_2\right]\psi_j = \hbar\left[m + \frac{1}{2}\right]\psi_j, \quad (13)$$

$$\left.\begin{aligned} &(p.\sigma)\psi_j = \hbar K\psi_j,\\ &(\sigma_1 = -i\alpha_2\alpha_3,\ \sigma_2 = -i\alpha_3\alpha_1,\ \sigma_3 = -i\alpha_1\alpha_2). \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

Écrivant

$$\psi_1, \quad \psi_2 = \varphi_k^{(1)}; \qquad \psi_3, \quad \psi_4 = \varphi_k^{(2)} \qquad (k = 1, 2),$$

le système (11) se décompose selon

$$\left.\begin{aligned}&\left[\frac{W}{c} + U + m_0 c\right]\varphi_k^{(1)} + [(p.\sigma) - i\hbar I]\,\varphi_k^{(2)} = 0,\\ &\left[\frac{W}{c} + U - m_0 c\right]\varphi_k^{(2)} + [(p.\sigma) + i\hbar I]\,\varphi_k^{(1)} = 0.\end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Introduisant la valeur $\hbar K$ de $(p.\sigma)$, on voit immédiatement que

$$\varphi_k^{(1)} = -\frac{\hbar[K - iI]}{\dfrac{W}{c} + U + m_0 c}\,\varphi_k^{(2)}, \quad (16)$$

K étant déterminé par

$$K^2 + I^2 = \frac{1}{\hbar^2}\left[\left(\frac{W}{c} + U\right)^2 - m_0^2 c^2\right]. \quad (17)$$

Avec cette valeur de K, la solution du système (15) s'écrit :

$$\left.\begin{aligned}&\varphi_k^{(1)} = -[K - iI]\,\varphi_k,\\ &\varphi_k^{(2)} = \frac{1}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + U + m_0 c\right]\varphi_k,\end{aligned}\right\} \quad (18)$$

avec

$$(p.\sigma)\,\varphi_k = \hbar K \varphi_k. \quad (19)$$

Tenant compte de la définition de p, on a par itération

$$[\Delta + K^2]\,\varphi_k = 0. \quad (20)$$

Passant en coordonnées polaires, on en déduit la solution générale

$$\varphi_k = \sum_{l,m} A_k^{lm}\,\chi_l(Kr)\,\mathcal{Y}_l^m(\theta, \varphi) \quad (21)$$

Les fonctions φ_k solutions de (19), associées à la valeur propre $\left(m + \frac{1}{2}\right)\hbar$ de N_z s'écrivent alors :

$$\left.\begin{aligned}\varphi_1 = \sum_{l\geq 0} A^{lm}\Big\{ &|K|\sqrt{\frac{l+m+1}{2l+1}}\,\chi_l(Kr)\,\mathcal{Y}_l^m\\ &+ iK\sqrt{\frac{l-m+1}{2l+3}}\,\chi_{l+1}(Kr)\,\mathcal{Y}_{l+1}^m\Big\},\\ \varphi_2 = \sum_{l\geq 0} A^{lm}\Big\{ &-|K|\sqrt{\frac{l-m}{2l+1}}\,\chi_l(Kr)\,\mathcal{Y}_l^{m+1}\\ &+ iK\sqrt{\frac{l+m+2}{2l+3}}\,\chi_{l+1}(Kr)\,\mathcal{Y}_{l+1}^{m+1}\Big\}.\end{aligned}\right\} \quad (22)$$

Nous désignons ici par $|K|$ la valeur positive déduite de (17)

$$|K| = +\frac{1}{\hbar}\left[\left(\frac{W}{c} + U\right)^2 - m_0^2 c^2 - \hbar^2 I^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

($|K|$ est réel ou imaginaire pur).

Considérant les deux valeurs propres $\pm|K|$ de $(p.\sigma)$ et associant les constantes A^{lm} correspondantes en de nouvelles constantes a_l^m, b_l^m ou c_l^m, d_l^m, posant

$$\left.\begin{aligned}M_0 &= \frac{1}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + m_0 c\right],\\ M_1 &= \frac{1}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + U + m_0 c\right],\\ K_0 &= \frac{1}{\hbar}\sqrt{\frac{W^2}{c^2} - m_0^2 c^2},\\ K_1 &= \frac{1}{\hbar}\sqrt{\left(\frac{W}{c} + U\right)^2 - m_0^2 c^2 - I^2\hbar^2},\end{aligned}\right\} \quad (23)$$

nous obtenons les solutions générales suivantes, définies à un facteur de normalisation près et valables, soit à l'extérieur, soit à l'intérieur de la sphère de rayon R :

1° Pour l'onde diffusée

$$\left.\begin{aligned}\psi_1^d &= -iK_0\Big[a_l^m\sqrt{\frac{l-m+1}{2l+3}}\,h_{l+1}(K_0 r)\,\mathcal{Y}_{l+1}^m - b_l^m\sqrt{\frac{l+m+1}{2l+1}}\,h_l(K_0 r)\,\mathcal{Y}_l^m\Big],\\ \psi_2^d &= -iK_0\Big[a_l^m\sqrt{\frac{l+m+2}{2l+3}}\,h_{l+1}(K_0 r)\,\mathcal{Y}_{l+1}^{m+1} + b_l^m\sqrt{\frac{l-m}{2l+1}}\,h_l(K_0 r)\,\mathcal{Y}_l^{m+1}\Big],\\ \psi_3^d &= M_0\Big[a_l^m\sqrt{\frac{l+m+1}{2l+1}}\,h_l(K_0 r)\,\mathcal{Y}_l^m + b_l^m\sqrt{\frac{l-m+1}{2l+3}}\,h_{l+1}(K_0 r)\,\mathcal{Y}_{l+1}^m\Big],\\ \psi_4^d &= M_0\Big[-a_l^m\sqrt{\frac{l-m}{2l+1}}\,h_l(K_0 r)\,\mathcal{Y}_l^{m+1} + b_l^m\sqrt{\frac{l+m+2}{2l+3}}\,h_{l+1}(K_0 r)\,\mathcal{Y}_{l+1}^{m+1}\Big];\end{aligned}\right\} \quad (24)$$

2° Pour l'onde transmise

$$\left.\begin{aligned}\psi_1^t &= -i\Big[(K_1 c_l^m - I d_l^m)\sqrt{\frac{l-m+1}{2l+3}}\,j_{l+1}(K_1 r)\,\mathcal{Y}_{l+1}^m - (I c_l^m + K_1 d_l^m)\sqrt{\frac{l+m+1}{2l+1}}\,j_l(K_1 r)\,\mathcal{Y}_l^m\Big],\\ \psi_2^t &= -i\Big[(K_1 c_l^m - I d_l^m)\sqrt{\frac{l+m+2}{2l+3}}\,j_{l+1}(K_1 r)\,\mathcal{Y}_{l+1}^{m+1} + (I c_l^m + K_1 d_l^m)\sqrt{\frac{l-m}{2l+1}}\,j_l(K_1 r)\,\mathcal{Y}_l^{m+1}\Big],\\ \psi_3^t &= M_1\Big[c_l^m\sqrt{\frac{l+m+1}{2l+1}}\,j_l(K_1 r)\,\mathcal{Y}_l^m + d_l^m\sqrt{\frac{l-m+1}{2l+3}}\,j_{l+1}(K_1 r)\,\mathcal{Y}_{l+1}^m\Big],\\ \psi_4^t &= M_1\Big[-c_l^m\sqrt{\frac{l-m}{2l+1}}\,j_l(K_1 r)\,\mathcal{Y}_l^{m+1} + d_l^m\sqrt{\frac{l+m+2}{2l+3}}\,j_{l+1}(K_1 r)\,\mathcal{Y}_{l+1}^{m+1}\Big].\end{aligned}\right\} \quad (25)$$

Pour déterminer les coefficients a_l''', b_l''', c_l''', d_l''', nous écrirons explicitement la condition de raccordement (12) pour $r = R$.

Nous considérerons successivement la diffusion des ondes incidentes en C_1 et en C_2.

A. *Calcul de la diffusion de l'onde plane en C_1.* — La condition de raccordement montre immédiatement que les ondes d'indices 1 et 3 ne font intervenir que les fonctions

$$\mathcal{Y}_l^0 = \frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2\pi}},$$

tandis que les ondes d'indices 2 et 4 ne font intervenir que les fonctions

$$\mathcal{Y}_l^1 = \mathcal{P}_l^1 \frac{e^{i\varphi}}{\sqrt{2\pi}}.$$

Ceci nous conduit à poser pour ψ_j^d et ψ_j^t les développements suivants dans lesquels a_l, b_l, c_l, d_l sont des constantes que déterminera la condition de raccordement :

$$\left.\begin{aligned}
\psi_1^d &= -iK_0 \sum_{l\geq 0} \frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}} h_l(K_0 r) \times\left[\sqrt{l}\, a_{l-1} - \sqrt{l+1}\, b_l\right],\\
\psi_2^d &= -iK_0\, e^{i\varphi} \sum_{l\geq 1} \frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}} h_l(K_0 r) \times\left[\sqrt{l+1}\, a_{l-1} + \sqrt{l}\, b_l\right],\\
\psi_3^d &= M_0 \sum_{l\geq 0} \frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}} h_l(K_0 r) \times\left[\sqrt{l+1}\, a_l + \sqrt{l}\, b_{l-1}\right].\\
\psi_4^d &= -M_0\, e^{i\varphi} \sum_{l\geq 1} \frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}} h_l(K_0 r) \times\left[\sqrt{l}\, a_l - \sqrt{l+1}\, b_{l-1}\right];
\end{aligned}\right\} \quad (26)$$

$$\left.\begin{aligned}
\psi_1^t &= -i \sum_{l\geq 0} \frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}} j_l(K_1 r) \times\left[K_1\left(\sqrt{l}\, c_{l-1} - \sqrt{l-1}\, d_l\right) - I\left(\sqrt{l+1}\, c_l + \sqrt{l}\, d_{l-1}\right)\right],\\
\psi_2^t &= -i\, e^{i\varphi} \sum_{l\geq 1} \frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}} j_l(K_1 r) \times\left[K_1\left(\sqrt{l+1}\, c_{l-1} + \sqrt{l}\, d_l\right) + I\left(\sqrt{l}\, c_l - \sqrt{l+1}\, d_{l-1}\right)\right],\\
\psi_3^t &= M_1 \sum_{l\geq 0} \frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}} j_l(K_1 r) \times\left[\sqrt{l+1}\, c_l + \sqrt{l}\, d_{l-1}\right],\\
\psi_4^t &= -M_1\, e^{i\varphi} \sum_{l\geq 1} \frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}} j_l(K_1 r) \times\left[\sqrt{l}\, c_l - \sqrt{l+1}\, d_{l-1}\right].
\end{aligned}\right\} \quad (27)$$

Nous écrirons maintenant la condition de raccordement (12) pour $r = R$ entre ψ_j^i, ψ_j^d, ψ_j^t. Dans ce qui suit nous écrirons j_l pour $j_l(K_0 R)$, h_l pour $h_l(K_0 R)$, χ_l pour $j_l(K_1 R)$.

Nous obtenons les relations

$$\chi_l\left[K_1\left(\sqrt{l+1}\, d_l - \sqrt{l}\, c_{l-1}\right) + I\left(\sqrt{l+1}\, c_l + \sqrt{l}\, d_{l-1}\right)\right] - h_l K_0\left(\sqrt{l+1}\, b_l - \sqrt{l}\, a_{l-1}\right) = i\lambda K_0 C_1 \sqrt{2}(2l+1)\, i^l j_l,$$

$$\chi_l\left[K_1\left(\sqrt{l}\, d_l + \sqrt{l+1}\, c_{l-1}\right) + I\left(\sqrt{l}\, c_l - \sqrt{l+1}\, d_l\right)\right] - h_l K_0\left(\sqrt{l}\, b_l + \sqrt{l+1}\, a_{l-1}\right) = 0,$$

$$M_1 \chi_l\left[\sqrt{l+1}\, c_l + \sqrt{l}\, d_{l-1}\right] - M_0 h_l\left[\sqrt{l+1}\, a_l + \sqrt{l}\, b_{l-1}\right] = \lambda M_0 C_1 \sqrt{2}(2l+1)\, i^l j_l,$$

$$M_1 \chi_l\left[\sqrt{l}\, c_l - \sqrt{l+1}\, d_{l-1}\right] - M_0 h_l\left[\sqrt{l}\, a_l - \sqrt{l+1}\, b_{l-1}\right] = 0.$$

Nous en déduisons par combinaisons, posant

$$\alpha_l = \lambda C_1 i^l \sqrt{2(l+1)} \quad (28)$$

le système déterminant les constantes a_l, b_l, c_l, d_l :

$$\left.\begin{aligned}
M_1 \chi_l\, c_l - M_0 h_l\, a_l &= \alpha_l M_0 j_l,\\
M_1 \chi_{l+1} d_l - M_0 h_{l+1} b_l &= i\alpha_l M_0 j_{l+1},\\
\chi_l\left[I c_l + K_1 d_l\right] - K_0 h_l\, b_l &= i\alpha_l K_0 j_l,\\
\chi_{l+1}\left[K_1 c_l - I d_l\right] - K_0 h_{l+1} a_l &= \alpha_l K_0 j_{l+1}.
\end{aligned}\right\} \quad (29)$$

Les coefficients de l'onde diffusée a_l et b_l sont alors solutions du système

$$\left.\begin{aligned}
&(M_0 K_1 h_l \chi_{l+1} - M_1 K_0 \chi_l h_{l+1})\, a_l - (I M_0 \chi_l h_{l+1})\, b_l\\
&\quad = \alpha_l\left[(M_1 K_0 \chi_l j_{l+1} - M_0 K_1 j_l \chi_{l+1}) + i I M_0 \chi_l j_{l+1}\right],\\
&(I M_0 h_l \chi_{l+1})\, a_l + (M_0 K_1 \chi_l h_{l+1} - M_1 K_0 h_l \chi_{l+1})\, b_l\\
&\quad = i\alpha_l\left[(M_1 K_0 j_l \chi_{l+1} - M_0 K_1 \chi_l j_{l+1}) + i I M_0 j_l \chi_{l+1}\right].
\end{aligned}\right\} \quad (30)$$

Dans le cas de l'interaction électrostatique seule ($I = 0$), ces équations se réduisent aux expressions de a_l et b_l. Dans le cas général, la résolution de (30) donne

$$\begin{aligned}
a_l &\left\{\left[M_0^2(K_1^2 + I^2) + M_1^2 K_0^2\right] h_l h_{l+1} \chi_l \chi_{l+1} - M_0 M_1 K_0 K_1\left(\chi_l^2 h_{l+1}^2 + h_l^2 \chi_{l+1}^2\right)\right\}\\
&= \alpha_l\left[K_0 K_1 M_0 M_1\left(\chi_l^2 j_{l+1} h_{l+1} + \chi_{l+1}^2 j_l h_l\right) - M_0^2(K_1^2 + I^2)\, j_l \chi_l h_{l+1} \chi_{l+1}\right.\\
&\qquad - K_0^2 M_1^2 h_l \chi_l j_{l+1} \chi_{l+1}\\
&\qquad \left. + i I K_0 M_0 M_1 \chi_l \chi_{l+1}(j_l h_{l+1} - h_l j_{l+1})\right], \quad (31)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_l &\left\{\left[M_0^2(K_1^2 + I^2) + M_1^2 K_0^2\right] h_l h_{l+1} \chi_l \chi_{l+1} - M_0 M_1 K_0 K_1\left(\chi_l^2 h_{l+1}^2 + h_l^2 \chi_{l+1}^2\right)\right\}\\
&= i\alpha_l\left[M_0 M_1 K_0 K_1\left(\chi_l^2 j_{l+1} h_{l+1} + \chi_{l+1}^2 j_l h_l\right) - M_0^2(K_1^2 + I^2)\, h_l \chi_l \chi_{l+1} j_{l+1}\right.\\
&\qquad - M_1^2 K_0^2 j_l \chi_l h_{l+1} \chi_{l+1}\\
&\qquad \left. + i I K_0 M_0 M_1 \chi_l \chi_{l+1}(h_l j_{l+1} - j_l h_{l+1})\right]. \quad (32)
\end{aligned}$$

Ces expressions déterminent a_l et b_l et, par suite, l'onde diffusée (26).

Des expressions analogues déduites facilement de (29) déterminent c_l et d_l et l'onde transmise (27).

B. *Calcul de la diffusion de l'onde plane en C_2.* — Le raccord entre solutions pour $r = R$ montre immédiatement que nous ne devons considérer

dans la solution générale (24), (25) que les termes pour lesquels $m = -1$.

Tenant compte de

$$\mathcal{P}_l^{-m} = (-1)^m \mathcal{P}_l^m$$

et introduisant de nouvelles constantes a_l, b_l, c_l, d_l distinctes des précédentes, nous posons :

$$\left.\begin{aligned}
\psi_1^d &= -i\,e^{-i\varphi} K_0 \sum_{l\geq 1} \frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}} h_l(K_0 r) \\
&\quad \times \left[\sqrt{l}\, b_l - \sqrt{l+1}\, a_{l-1}\right], \\
\psi_2^d &= -i K_0 \sum_{l\geq 0} \frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}} h_l(K_0 r) \\
&\quad \times \left[\sqrt{l+1}\, b_l + \sqrt{l}\, a_{l-1}\right], \\
\psi_3^d &= -M_0\, e^{-i\varphi} \sum_{l\geq 1} \frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}} h_l(K_0 r) \\
&\quad \times \left[\sqrt{l}\, a_l + \sqrt{l+1}\, b_{l-1}\right], \\
\psi_4^d &= -M_0 \sum_{l\geq 0} \frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}} h_l(K_0 r) \\
&\quad \times \left[\sqrt{l+1}\, a_l - \sqrt{l}\, b_{l-1}\right],
\end{aligned}\right\} \tag{33}$$

et

$$\left.\begin{aligned}
\psi_1^t &= -i\,e^{-i\varphi} \sum_{l\geq 1} \frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}} j_l(K_1 r) \\
&\quad \times \left[K_1\left(d_l\sqrt{l} - \sqrt{l+1}\, c_{l-1}\right)\right. \\
&\qquad \left. + I\left(\sqrt{l}\, c_l + \sqrt{l+1}\, d_{l-1}\right)\right], \\
\psi_2^t &= -i \sum_{l\geq 0} \frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}} j_l(K_1 r) \\
&\quad \times \left[K_1\left(\sqrt{l+1}\, d_l + \sqrt{l}\, c_{l-1}\right)\right. \\
&\qquad \left. + I\left(\sqrt{l+1}\, c_l - \sqrt{l}\, d_{l-1}\right)\right], \\
\psi_3^t &= -M_1\, e^{-i\varphi} \sum_{l\geq 1} \frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}} j_l(K_1 r) \\
&\quad \times \left[\sqrt{l}\, c_l + \sqrt{l+1}\, d_{l-1}\right], \\
\psi_4^t &= -M_1 \sum_{l\geq 0} \frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}} j_l(K_1 r) \\
&\quad \times \left[\sqrt{l+1}\, c_l - \sqrt{l}\, d_{l-1}\right].
\end{aligned}\right\} \tag{34}$$

Les conditions de raccordement pour $r = R$ nous donnent en écrivant encore χ_l pour $j_l(K_1 R)$, j_l pour $j_l(K_0 R)$, h_l pour $h_l(K_0 R)$:

$$\chi_l\left[K_1\left(\sqrt{l}\, d_l - \sqrt{l+1}\, c_{l-1}\right) + I\left(\sqrt{l}\, c_l + \sqrt{l+1}\, d_{l-1}\right)\right]$$
$$- K_0 h_l\left(\sqrt{l}\, b_l - \sqrt{l+1}\, a_{l-1}\right) = 0,$$

$$\chi_l\left[K_1\left(\sqrt{l+1}\, d_l + \sqrt{l}\, c_{l-1}\right) + I\left(\sqrt{l+1}\, c_l - \sqrt{l}\, d_{l-1}\right)\right]$$
$$- K_0 h_l\left(\sqrt{l+1}\, b_l + \sqrt{l}\, a_{l-1}\right) = i\lambda K_0 C_2 \sqrt{2(2l+1)}\, i^l j_l,$$

$$M_1\chi_l\left(c_l\sqrt{l} + d_{l-1}\sqrt{l+1}\right) - M_0 h_l\left(\sqrt{l}\, a_l + \sqrt{l+1}\, b_{l-1}\right) = 0,$$

$$M_1\chi_l\left(\sqrt{l+1}\, c_l - \sqrt{l}\, d_{l-1}\right) - M_0 h_l\left(\sqrt{l+1}\, a_l - \sqrt{l}\, b_{l-1}\right)$$
$$= -\lambda M_0 C_2 \sqrt{2(2l+1)}\, i^l j_l.$$

Posant

$$\beta_l = \lambda C_2 \sqrt{2(l+1)}\, i^l, \tag{35}$$

nous en déduisons les équations déterminant a_l, b_l, c_l, d_l

$$\left.\begin{aligned}
I\chi_l c_l + K_1\chi_l d_l - K_0 h_l b_l &= i\beta_l K_0 j_l, \\
K_1\chi_{l+1} c_l - I\chi_{l+1} d_l - K_0 h_{l+1} a_l &= -\beta_l K_0 j_{l+1}, \\
M_1\chi_l c_l - M_0 h_l a_l &= -\beta_l M_0 j_l, \\
M_1\chi_{l+1} d_l - M_0 h_{l+1} b_l &= i\beta_l M_0 j_{l+1}.
\end{aligned}\right\} \tag{36}$$

Les coefficients de l'onde diffusée (33), a_l et b_l sont alors donnés par le système

$$(IM_0 h_l\chi_{l+1})\, a_l + (K_1 M_0 \chi_l h_{l+1} - K_0 M_1 h_l \chi_{l+1})\, b_l$$
$$= i\beta_l[K_0 M_1 j_l \chi_{l+1} - K_1 M_0 \chi_l j_{l+1} - iIM_0 j_l \chi_{l+1}],$$

$$(K_1 M_0 h_l \chi_{l+1} - K_0 M_1 \chi_l h_{l+1})\, a_l - (IM_0 \chi_l h_{l+1})\, b_l$$
$$= \beta_l[K_1 M_0 j_l \chi_{l+1} - K_0 M_1 \chi_l j_{l+1} + iIM_0 \chi_l j_{l+1}]. \tag{37}$$

Pour $I = 0$, $U \neq 0$, cas électrostatique pur, on obtient directement par (37), a_l et b_l. Dans le cas général, ces équations donnent par une résolution immédiate les expressions de a_l et b_l qui reportées dans (33) déterminent complètement l'onde diffusée en C_2.

Les solutions générales (24), (25) peuvent être obtenues d'une façon différente susceptible d'être généralisée au cas du potentiel pseudoscalaire $I(r)$ fonction quelconque de r alors que $(p.\sigma)$ n'est plus intégrale première.

Si nous considérons le système (3), nous avons montré dans un travail précédent ([2]) que celui-ci admettait une solution générale combinaison de fonctions radiales et de fonctions sphériques qui s'écrit avec des fonctions sphériques normées à l'unité

$$\left.\begin{aligned}
\psi_1 &= i\left\{F(r)\sqrt{\frac{l-m+1}{2l+3}}\,\mathcal{Y}_{l+1}^m + H(r)\sqrt{\frac{l+m+1}{2l+1}}\,\mathcal{Y}_l^m\right\}, \\
\psi_2 &= i\left\{F(r)\sqrt{\frac{l+m+2}{2l+3}}\,\mathcal{Y}_{l+1}^{m+1} - H(r)\sqrt{\frac{l-m}{2l+1}}\,\mathcal{Y}_l^{m+1}\right\}, \\
\psi_3 &= G(r)\sqrt{\frac{l+m+1}{2l+1}}\,\mathcal{Y}_l^m + K(r)\sqrt{\frac{l-m+1}{2l+3}}\,\mathcal{Y}_{l+1}^m, \\
\psi_4 &= -G(r)\sqrt{\frac{l-m}{2l+1}}\,\mathcal{Y}_l^{m+1} + K(r)\sqrt{\frac{l+m+2}{2l+3}}\,\mathcal{Y}_{l+1}^{m+1}.
\end{aligned}\right\} \tag{38}$$

Les quatre fonctions $F(r)$, $G(r)$, $H(r)$, $K(r)$ sont solutions du système

$$\left.\begin{aligned}
&\left(\partial_r - \frac{l}{r}\right) G(r) - M F(r) + I(r) K(r) = 0,\\
&\left(\partial_r - \frac{l}{r}\right) H(r) + N K(r) - I(r) F(r) = 0,\\
&\left(\partial_r + \frac{l+2}{r}\right) K(r) - M H(r) + I(r) G(r) = 0,\\
&\left(\partial_r + \frac{l+2}{r}\right) F(r) + N G(r) - I(r) H(r) = 0,
\end{aligned}\right\} \quad (39)$$

avec

$$\left.\begin{aligned}
M &= \frac{1}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + U(r) + m_0 c\right],\\
N &= \frac{1}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + U - m_0 c\right].
\end{aligned}\right\} \quad (40)$$

Si $U = \text{const.}$, $I = \text{const.}$, posant

$$K^2 = MN - I^2 = \frac{1}{\hbar^2}\left[\left(\frac{W}{c} + U\right)^2 - m_0^2 c^2\right] - I^2, \quad (41)$$

on voit immédiatement que F, G, H, K sont de la forme

$$\left.\begin{aligned}
F &= c_1 \chi_{l+1}(Kr), & G &= c_2 \chi_l(Kr),\\
H &= c_3 \chi_l(Kr), & K &= c_4 \chi_{l+1}(Kr).
\end{aligned}\right\} \quad (42)$$

Les constantes c_1, c_2, c_3, c_4 ne sont pas indépendantes.

Les relations de récurrence (4) entre fonctions χ_l donnent appliquées au système (39), a_l^m, b_l^m désignant deux nouvelles constantes arbitraires

$$\left.\begin{aligned}
c_1 &= K a_l^m - I b_l^m,\\
c_2 &= M a_l^m,\\
c_3 &= I a_l^m + K b_l^m,\\
c_4 &= M b_l^m.
\end{aligned}\right\} \quad (43)$$

Nous retrouvons donc les solutions générales (24) et (25).

3. Calcul des ondes diffusées par un potentiel pseudoscalaire coulombien. — Nous considérons maintenant le cas où $I(r) = \frac{\beta}{r}$. Les fonctions radiales F, G, H, K sont solutions du système

$$\left.\begin{aligned}
&\left(\partial_r - \frac{l}{r}\right) G - M F + \frac{\beta}{r} K = 0,\\
&\left(\partial_r - \frac{l}{r}\right) H + N K - \frac{\beta}{r} F = 0,\\
&\left(\partial_r + \frac{l+2}{r}\right) K - M H + \frac{\beta}{r} G = 0,\\
&\left(\partial_r + \frac{l+2}{r}\right) F + N G - \frac{\beta}{r} H = 0,
\end{aligned}\right\} \quad (44)$$

avec ici

$$M = \frac{1}{\hbar}\left[\frac{W}{c} + m_0 c\right], \qquad N = \frac{1}{\hbar}\left[\frac{W}{c} - m_0 c\right]. \quad (45)$$

La structure du système (44) suggère immédiatement de chercher une première solution en posant

$$\left.\begin{aligned}
G(r) &= a_1 \chi_p(Kr), & F &= a_2 \chi_{p+1}(Kr),\\
K(r) &= a_3 \chi_p(Kr), & H &= a_4 \chi_{p+1}(Kr),
\end{aligned}\right\} \quad (46)$$

on trouve alors les conditions

1° $$K^2 = MN = \frac{1}{\hbar^2}\left[\left(\frac{W}{c}\right)^2 - m_0^2 c^2\right], \quad (47)$$

ce qui détermine K;

2° $$(p+1)^2 = (l+1)^2 + \beta^2, \quad (48)$$

ce qui détermine p.

Ces conditions étant satisfaites, on a

$$\left.\begin{aligned}
a_2 &= -\frac{K}{M} a_1 = -\frac{N a_1}{K},\\
a_3 &= -\frac{(p-l)}{\beta} a_1 = -\frac{\beta a_1}{p+l+2},\\
a_4 &= -\frac{K}{M} a_3 = \frac{K}{M}\frac{(p-l)}{\beta} a_1.
\end{aligned}\right\} \quad (49)$$

Si l'on cherche de la même façon une seconde solution en posant

$$\begin{aligned}
G &= b_1 \chi_{p'}(Kr), & F &= b_2 \chi_{p'-1}(Kr),\\
K &= b_3 \chi_{p'}(Kr), & H &= b_4 \chi_{p'-1}(Kr),
\end{aligned}$$

on obtient les conditions :

1° $$K^2 = MN \quad (50)$$

déterminant K;

2° $$p'^2 = (l+1)^2 + \beta^2, \quad (51)$$

d'où

$$p' = p + 1,$$

on a alors, ces conditions satisfaites,

$$\left.\begin{aligned}
b_2 &= \frac{K}{M} b_1, \qquad b_3 = \frac{p+l+2}{\beta} b_1,\\
b_4 &= \frac{K}{M}\frac{p+l+2}{\beta} b_1.
\end{aligned}\right\} \quad (52)$$

On en déduit la solution générale du système (44)

$$\left.\begin{aligned}
G(r) &= M[\, a_1 \chi_p(Kr) + b_1 \chi_{p+1}(Kr)],\\
F(r) &= K[-a_1 \chi_{p+1}(Kr) + b_1 \chi_p(Kr)],\\
K(r) &= -\frac{M}{\beta}[\,(p-l) a_1 \chi_p(Kr)\\
&\qquad - (p+l+2) b_1 \chi_{p+1}(Kr)],\\
H(r) &= \frac{K}{\beta}[\,(p-l) a_1 \chi_{p+1}(Kr)\\
&\qquad + (p+l+2) b_1 \chi_p(Kr)].
\end{aligned}\right\} \quad (53)$$

Nous obtenons ainsi la solution générale de l'équation (3) pour $I(r) = \frac{\beta}{r}$ sous la forme

$$
\left.\begin{aligned}
\psi_1 &= -iK\Big\{[a_l^m \chi_{p+1}(Kr) - b_l^m \chi_p(Kr)]\sqrt{\frac{l-m+1}{2l+3}}\,\mathcal{Y}_{l+1}^m \\
&\qquad - \frac{1}{\beta}[(p-l)\,a_l^m \chi_{p+1}(Kr) + (p+l+2)\,b_l^m \chi_p(Kr)]\sqrt{\frac{l+m+1}{2l+1}}\,\mathcal{Y}_l^m\Big\}, \\
\psi_2 &= -iK\Big\{[a_l^m \chi_{p+1}(Kr) - b_l^m \chi_p(Kr)]\sqrt{\frac{l+m+2}{2l+3}}\,\mathcal{Y}_{l+1}^{m+1} \\
&\qquad + \frac{1}{\beta}[(p-l)\,a_l^m \chi_{p+1}(Kr) + (p+l+2)\,b_l^m \chi_p(Kr)]\sqrt{\frac{l-m}{2l+1}}\,\mathcal{Y}_l^{m+1}\Big\}, \\
\psi_3 &= M\Big\{[a_l^m \chi_p(Kr) + b_l^m \chi_{p+1}(Kr)]\sqrt{\frac{l+m+1}{2l+1}}\,\mathcal{Y}_l^m \\
&\qquad - \frac{1}{\beta}[(p-l)\,a_l^m \chi_p(Kr) - (p+l+2)\,b_l^m \chi_{p+1}(Kr)]\sqrt{\frac{l-m+1}{2l+3}}\,\mathcal{Y}_{l+1}^m\Big\}, \\
\psi_4 &= -M\Big\{[a_l^m \chi_p(Kr) + b_l^m \chi_{p+1}(Kr)]\sqrt{\frac{l-m}{2l+1}}\,\mathcal{Y}_l^{m+1} \\
&\qquad + \frac{1}{\beta}[(p-l)\,a_l^m \chi_p(Kr) - (p+l+2)\,b_l^m \chi_{p+1}(Kr)]\sqrt{\frac{l+m+2}{2l+3}}\,\mathcal{Y}_{l+1}^{m+1}\Big\}.
\end{aligned}\right\} \quad (54)
$$

L'onde plane incidente sera encore représentée par les solutions en C_1 et en C_2 que nous avons données ci-dessus en (7) et (8).

Pour déterminer l'onde diffusée, nous écrirons que le système des ondes incidentes ψ_j^i se raccorde avec une onde ψ_j^l régulière pour $r = 0$ et dans laquelle, par suite, les fonctions $\chi_p(Kr)$ sont des fonctions $j_p(Kr)$ et avec une onde diffusée ψ^d qui asymptotiquement se comporte comme une onde divergente, les fonctions $\chi_p(Kr)$ se réduisant ici à des fonctions $h_p(Kr)$.

Nous écrirons donc que les différences

$$\psi_j^i - \psi_j^l = \psi_j^d \quad (55)$$

se ramènent asymptotiquement à des expressions de la forme

$$\frac{e^{iKr}}{2iKr} f_j(\theta, \varphi). \quad (56)$$

La relation (55) montre immédiatement que pour la diffusion des ondes en C_1, seules interviennent les solutions (54) pour lesquelles $m = 0$, tandis que dans la diffusion des ondes en C_2 seules seront à considérer les solutions (54) pour lesquelles $m = -1$.

Nous poserons donc avec p et q définis par

$$(p+1)^2 = (l+1)^2 + \beta^2, \qquad (q+1)^2 = l^2 + \beta^2, \quad (57)$$

1° Pour l'onde en C_1 :

$$
\left.\begin{aligned}
\psi_1^l &= iK \sum_{l\geq 0} \frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}}\left[\frac{\sqrt{l+1}}{\beta}[(p-l)\,a_l j_{p+1} + (p+l+2)\,b_l j_p] - \sqrt{l}[a_{l-1} j_{q+1} - b_{l-1} j_q]\right], \\
\psi_2^l &= -iK\,e^{i\varphi} \sum_{l\geq 1} \frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}}\left[\frac{\sqrt{l}}{\beta}[(p-l)\,a_l j_{p+1} + (p+l+2)\,b_l j_p] + \sqrt{l+1}(a_{l-1} j_{q+1} - b_{l-1} j_q)\right], \\
\psi_3^l &= M \sum_{l\geq 0} \frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}}\left[\sqrt{l+1}(a_l j_p + b_l j_{p+1}) - \frac{\sqrt{l}}{\beta}[(q-l+1)\,a_{l-1} j_q - (q+l+1) b_{l-1} j_{q+1}]\right], \\
\psi_4^l &= -M\,e^{i\varphi} \sum_{l\geq 1} \frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}}\left[\sqrt{l}(a_l j_p + b_l j_{p+1}) + \frac{\sqrt{l+1}}{\beta}[(q-l+1)\,a_{l-1} j_q - (q+l+1) b_{l-1} j_{q+1}]\right].
\end{aligned}\right\} \quad (58)
$$

2° Pour l'onde en C_2 :

$$\left.\begin{aligned}
\psi_1^t &= -iK\,e^{i\varphi}\sum_{l\geq 1}\frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}}\left[\frac{\sqrt{l}}{\beta}[(p-l)\,a_l j_{p+1}+(p+l+2)\,b_l j_p]-\sqrt{l+1}(a_{l-1}j_{q+1}-b_{l-1}j_q)\right],\\
\psi_2^t &= -iK\sum_{l\geq 0}\frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}}\left[\frac{\sqrt{l+1}}{\beta}[(p-l)\,a_l j_{p+1}+(p+l+2)\,b_l j_p]+\sqrt{l}(a_{l-1}j_{q+1}-b_{l-1}j_q)\right],\\
\psi_3^t &= -M\,e^{-i\varphi}\sum_{l\geq 1}\frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}}\left[\sqrt{l}(a_l j_p+b_l j_{p+1})-\frac{\sqrt{l+1}}{\beta}[(q-l+1)\,a_{l-1}j_q-(q+l+1)\,b_{l-1}j_{q+1}]\right],\\
\psi_4^t &= -M\sum_{l\geq 0}\frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}}\left[\sqrt{l+1}(a_l j_p+b_l j_{p+1})+\frac{\sqrt{l}}{\beta}[(q-l+1)\,a_{l-1}j_q-(q+l+1)\,b_{l-1}j_{q+1}]\right].
\end{aligned}\right\}\quad(59)$$

Utilisant l'expression asymptotique (5) de $j_p(Kr)$, nous obtenons pour déterminer les coefficients a_l et b_l, les relations suivantes :

1° Pour l'onde en C_1 :

$$\left.\begin{aligned}
&\sqrt{l+1}[(p-l)\,a_l-(p+l+2)\,ib_l]\\
&\quad-\beta\sqrt{l}[a_{l-1}+ib_{l-1}]\,e^{i(q-p)\frac{\pi}{2}}\\
&\qquad=\lambda C_1\sqrt{2}\,\beta(2l+1)(-1)^l\,e^{-ip\frac{\pi}{2}},\\
&\beta\sqrt{l+1}(a_l+ib_l)\\
&\quad-\sqrt{l}[(q-l+1)\,a_{l-1}\\
&\qquad-i(q+l+1)\,b_{l-1}]\,e^{i(q-p)\frac{\pi}{2}}\\
&\qquad=\lambda C_1\sqrt{2}\,\beta(2l+1)(-1)^l\,e^{-ip\frac{\pi}{2}},\\
&\sqrt{l}[(p-l)\,a_l-(p+l+2)\,ib_l]\\
&\quad+\beta\sqrt{l+1}(a_{l-1}+ib_{l-1})\,e^{i(q-p)\frac{\pi}{2}}=0,\\
&\beta\sqrt{l}[a_l+ib_l]\\
&\quad+\sqrt{l+1}[(q-l+1)\,a_{l-1}\\
&\qquad-(q+l+1)\,ib_{l-1}]\,e^{i(q-p)\frac{\pi}{2}}=0.
\end{aligned}\right\}\quad(60)$$

Nous en déduisons

$$\left.\begin{aligned}
2(p+1)\,a_l &= \lambda C_1\sqrt{2(l+1)}(-1)^l\\
&\qquad\times(p+l+2+\beta)\,e^{ip\frac{\pi}{2}},\\
2(p+1)\,ib_l &= \lambda C_1\sqrt{2(l+1)}(-1)^l\\
&\qquad\times(p-l-\beta)\,e^{-ip\frac{\pi}{2}};
\end{aligned}\right\}\quad(61)$$

2° Pour l'onde en C_2 : les relations analogues à (60) donnent dans ce cas

Reportant ces expressions de a_l, b_l et celles de a_{l-1}, b_{l-1} qui s'en déduisent, on obtient les expressions des ondes diffusées.

Écrivant les expressions asymptotiques de ces ondes sous la forme

$$\left.\begin{aligned}
\psi_j^{d(\mathrm{I})} &= \lambda C_1\sqrt{2}\,\frac{e^{iKr}}{2iKr}f_j(\theta,\varphi),\\
\psi_j^{d(\mathrm{II})} &= \lambda C_2\sqrt{2}\,\frac{e^{iKr}}{2iKr}g_j(\theta,\varphi),
\end{aligned}\right\}\quad(63)$$

les fonctions $f_j(\theta,\varphi)$ s'écrivent :

$$\left.\begin{aligned}
f_1 &= -K\sum_{l\geq 0}\frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}}(-1)^l\\
&\quad\times\left[\frac{(l+1)(l+1-\beta)}{p+1}e^{-ip\pi}\right.\\
&\qquad\left.-\frac{l(l+\beta)}{q+1}e^{-iq\pi}-(-1)^l(2l+1)\right],\\
f_2 &= K\,e^{i\varphi}\sum_{l\geq 1}\frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}}(-1)^l\sqrt{l(l+1)}\\
&\quad\times\left[\frac{l+1-\beta}{p+1}e^{-ip\pi}+\frac{(l+\beta)}{q+1}e^{-iq\pi}\right],\\
f_3 &= M\sum_{l\geq 0}\frac{\mathcal{P}_l^0}{\sqrt{2l+1}}(-1)^l\\
&\quad\times\left[\frac{(l+1)(l+1-\beta)}{p+1}e^{-ip\pi}\right.\\
&\qquad\left.-\frac{l(l-\beta)}{q+1}e^{-iq\pi}-(-1)^l(2l+1)\right],\\
f_4 &= -M\,e^{i\varphi}\sum_{l\geq 1}\frac{\mathcal{P}_l^1}{\sqrt{2l+1}}(-1)^l\sqrt{l(l+1)}\\
&\quad\times\left[\frac{l+1+\beta}{p+1}e^{-ip\pi}+\frac{(l-\beta)}{q+1}e^{-iq\pi}\right].
\end{aligned}\right\}\quad(64)$$

$$\left.\begin{aligned}
2(p+1)\,a_l &= -\lambda C_2\sqrt{2(l+1)}(-1)^l(p+l+2-\beta)\,e^{-ip\frac{\pi}{2}},\\
2(p+1)\,ib_l &= -\lambda C_2\sqrt{2(l+1)}(-1)^l(p-l+\beta)\,e^{-ip\frac{\pi}{2}}.
\end{aligned}\right\}\quad(62)$$

Nous poserons

$$\begin{rcases} f_1 = -K\, s_1(\theta), & f_2 = K\, e^{i\varphi} s_2(\theta), \\ f_3 = M s_3(\theta), & f_4 = M\, e^{i\varphi} s_4(\theta). \end{rcases} \quad (65)$$

Évaluant de même les fonctions d'ondes diffusées en C_2, on trouve facilement

$$\begin{rcases} g_1 = K\, e^{-i\varphi} s_4(\theta), & g_2 = K\, s_3(\theta), \\ g_3 = M e^{-i\varphi} s_2(\theta), & g_4 = M s_1(\theta), \end{rcases} \quad (66)$$

L'onde diffusée totale aura pour expression asymptotique

$$\psi_j^d \to \lambda\sqrt{2}\,\frac{e^{iKr}}{2iKr}\,[C_1 f_j(\theta, \varphi) + C_2 g_j(\theta, \varphi)]. \quad (67)$$

Si le flux incident est représenté par un mélange dans lequel $C_1 = C_2$, la relation

$$|C_1|^2 + |C_2|^2 = 1$$

nous donne

$$C_1 = C_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Nous aurons alors

$$\psi_j^d \to \frac{\lambda\, e^{iKr}}{2iKr} \begin{cases} K[-s_1 + e^{-i\varphi} s_4] \\ K[s_3 + e^{i\varphi} s_2] \\ M[s_3 + e^{-i\varphi} s_2] \\ M[s_1 - e^{i\varphi} s_4] \end{cases} \quad (68)$$

La densité diffusée correspondante aura pour expression asymptotique

$$\begin{aligned} |\psi_j^d|^2 \to \frac{\lambda^2}{4K^2 r^2}\{&[K^2 + M^2] \\ &\times [|s_1|^2 + |s_2|^2 + |s_3|^2 + |s_4|^2] \\ &+ \cos\varphi[M^2 + K^2][(s_2 s_3^\star + s_3 s_2^\star) \\ &\qquad - (s_1 s_4^\star + s_4 s_1^\star)] \\ &+ i \sin\varphi[M^2 - K^2][(s_1 s_4^\star - s_4 s_1^\star) \\ &\qquad - (s_2 s_3^\star - s_3 s_2^\star)]\}. \quad (69) \end{aligned}$$

Tenant compte des expressions de λ^2, K^2, M^2, on a

$$\lambda^2(K^2 + M^2) = 1.$$

Prenant la moyenne sur les valeurs de φ dont l'origine est arbitraire, on obtient l'expression asymptotique de la densité diffusée dans une direction θ, φ

$$\rho \to \frac{1}{4K^2 r^2}[|s_1|^2 + |s_2|^2 + |s_3|^2 + |s_4|^2]. \quad (70)$$

Si nous calculons le flux radial $j_r = -c\psi^\star \alpha_r \psi$, où

$$\alpha_r = \alpha_1 \sin\theta\cos\varphi + \alpha_2 \sin\theta\sin\varphi + \alpha_3\cos\theta,$$

en prenant la moyenne sur φ et en introduisant l'expression du flux initial

$$j_0 = 2cMK\lambda^2,$$

nous obtenons

$$\begin{aligned} j_r \to j_0\,\frac{1}{4K^2r^2}\{&\cos\theta[(s_1^\star s_3 + s_3^\star s_1) - (s_2^\star s_4 + s_4^\star s_2)] \\ &- \sin\theta[(s_1^\star s_4 + s_4^\star s_1) + (s_2^\star s_3 + s_3^\star s_2)]\}. \quad (71) \end{aligned}$$

L'introduction dans les expressions (69), (70), (71) des fonctions f_j et g_j données par (64) et (66) résoud complètement le problème de la diffusion des corpuscules de spin $\frac{\hbar}{2}$ par un potentiel pseudo-scalaire coulombien.

Manuscrit reçu le 23 juin 1953.

SUR LES MODIFICATIONS VECTORIELLES INHÉRENTES A L'EFFET DOPPLER POUR DES ONDES SE PROPAGEANT DANS UN MILIEU DIÉLECTRIQUE

Par M. RISCO,
Maître de Recherches au C. N. R. S.

Sommaire. — La théorie relativiste du champ électromagnétique existant dans un milieu matériel montre que, par l'influence du mouvement, le champ électrique et le champ magnétique n'ont plus, dans le nouveau référentiel, les mêmes directions que leurs inductions respectives. En conséquence, l'étude de la propagation d'ondes planes à travers le milieu mobile, dépend essentiellement de quatre vecteurs différemment orientés. Dans ce travail, on énonce une règle selon laquelle, à partir des formules exprimant l'orientation du champ électrique ou du champ magnétique, on peut immédiatement écrire celles qui signalent la direction et le sens des inductions correspondantes. C'est une règle de caractère biunivoque. Elle s'applique aussi au vecteur de Poynting et à celui qui représente la quantité de mouvement du champ électromagnétique. Les deux vitesses de propagation, selon le rayon et la normale aux ondes, sont donc reliées par la règle établie. Celle-ci s'appuie sur la substitution de l'indice de réfraction n par $\frac{1}{n}$, c'est-à-dire sur la substitution de la vitesse u de la lumière dans le diélectrique par $\frac{c^2}{u}$. L'emploi successif de ces deux vitesses permet d'obtenir les deux systèmes de formules de l'effet Doppler par une même méthode : soit par addition de vitesses, soit par transformation de la phase.

Les modifications subies par les différents vecteurs sont étudiées. On trouve notamment que pour arrêter le mouvement des ondes au moyen d'une transformation de Lorentz, deux conditions s'imposent : 1° la vitesse relative v des référentiels, restant plus petite que c, doit être supérieure, ou égale, à la vitesse de la lumière dans le diélectrique au repos; 2° la direction initiale de propagation des ondes doit former avec l'axe OY, normal à la vitesse v, un angle plus grand que l'angle limite de réfraction, défini pour une surface séparant le diélectrique du vide. La deuxième condition présente la particularité remarquable d'attribuer à cet angle limite un rôle concret dans un problème concernant un seul et unique milieu réfringent, le diélectrique utilisé ayant été considéré comme étant d'extension indéfinie.

Bien que ce travail soit consacré à l'étude de la propagation d'ondes planes, il contient également quelques indications de caractère plus général.

1. Un champ électromagnétique existant dans un diélectrique homogène et isotrope subit des changements profonds, qui obéissent à des équations découvertes par Einstein et Laub, quand le milieu matériel se met en mouvement rectiligne et uniforme. Pour tout observateur par rapport auquel le milieu est mobile, le champ et l'induction électriques n'ont plus, en général, la même orientation; le champ et l'induction magnétiques sont aussi orientés de façon différente.

L'étude de l'effet Doppler et de l'aberration dans un milieu réfringent dépend donc essentiellement de quatre vecteurs : les deux champs et leurs inductions respectives, ce qui implique une certaine complexité pour la représentation analytique du phénomène. Rappelons que dans la théorie cinématique de l'effet Doppler, les résultats finals sont exprimés par deux systèmes d'équations et non pas par un seul comme lorsqu'il s'agit du vide.

Dans le présent exposé nous allons trouver, pour des ondes lumineuses planes et polarisées rectilignement, se propageant dans un diélectrique en mouvement, une règle qui relie directement chaque cosinus directeur du champ électrique ou magnétique au cosinus respectif de l'induction correspondante. C'est une règle de caractère biunivoque, d'un emploi immédiat et applicable aussi aux vecteurs signalant la direction et le sens des deux sortes de propagation : propagation selon la normale aux ondes et propagation selon le rayon.

A la fin de cette étude nous tâcherons d'éclaircir la signification physique que l'on peut attribuer à la règle en question.

2. Considérons deux systèmes d'axes ayant même orientation et une vitesse de translation relative uniforme v, dans la direction commune des x. Les origines O et O' des coordonnées d'espace sont supposées coïncider à l'origine des temps.

Admettons que le diélectrique homogène, exempt de charges libres, soit au repos par rapport au système XYZ. Pour un observateur appartenant au système X'Y'Z', les composantes du champ électrique $\mathbf{E}'$, du champ magnétique $\mathbf{H}'$ et des inductions $\mathbf{D}'$ et $\mathbf{B}'$ peuvent être calculées, en fonction des grandeurs correspondantes dans le

système XYZ, au moyen des équations de transformation déjà citées (1). Nous les écrirons, en utilisant les paramètres

$$a = \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}}, \qquad b = \frac{v}{\sqrt{c^2 - v^2}}, \qquad (1)$$

sous la forme suivante :

$$\left.\begin{array}{ll} E'_x = E_x, & D'_x = KE_x, \\ E'_y = aE_y - b\mu H_z, & D'_y = aKE_y - bH_z, \\ E'_z = aE_z + b\mu H_y, & D'_z = aKE_z + bH_y, \end{array}\right\} \quad (2)$$

$$\left.\begin{array}{ll} H'_x = H_x, & B'_x = \mu H_x, \\ H'_y = aH_y + bKE_z, & B'_y = a\mu H_y + bE_z, \\ H'_z = aH_z - bKE_y, & B'_z = a\mu H_z - bE_y, \end{array}\right\} \quad (3)$$

K désignant le pouvoir inducteur spécifique et μ la perméabilité magnétique.

L'indice de réfraction n étant considéré comme plus grand que l'unité, l'on aura :

$$n = \sqrt{K\mu} > 1.$$

Les coordonnées x, y, z, t dont $\mathbf{E}$ et $\mathbf{H}$ sont des fonctions, doivent être évidemment soumises à la transformation de Lorentz.

Par la suite, nous employerons les lettres Σ et Σ' pour désigner les deux référentiels.

Maintenant, avant de traiter la question que nous nous sommes proposée et qui concerne spécifiquement les ondes planes et périodiques, dans les deux paragraphes suivants nous allons tirer quelques conséquences des équations générales que nous venons de transcrire.

3. Demandons-nous d'abord si un champ électromagnétique agissant dans le milieu au repos peut être composé exclusivement, dans le nouveau référentiel, de deux inductions, le champ électrique et le champ magnétique, en vertu de la transformation relativiste, s'annulant donc.

L'extinction de ces vecteurs est représentée par les équations suivantes, écrites selon l'ordre qui convient dans ce cas-ci :

$$E'_x = E_x = 0, \qquad H'_x = H_x = 0; \qquad (4)$$

$$\left.\begin{array}{l} E'_y = \quad aE_y - b\mu H_z = 0, \\ H'_z = -bKE_y + aH_z = 0, \end{array}\right\} \quad (5)$$

$$\left.\begin{array}{l} E'_z = \quad aE_z + b\mu H_y = 0, \\ H'_y = \quad bKE_z + aH_y = 0. \end{array}\right\} \quad (6)$$

Les formules (4) expriment une première condition à remplir : les champs existants dans le référentiel primitif Σ, et donc les inductions, doivent être perpendiculaires à la vitesse relative $\mathbf{v}$ des systèmes coordonnés. Bref, il faut partir d'un champ électromagnétique, périodique ou non, se propageant par ondes planes perpendiculaires à l'axe OX (2). Nous choisirons le sens positif de cet axe comme sens de propagation.

Les équations (5) constituent séparément un système; un autre est formé par les équations (6). Évidemment, pour ne pas supprimer le champ électromagnétique initial, il est nécessaire d'égaler à zéro les matrices des coefficients, toutes les deux équivalentes. On aura ainsi

$$\Delta = a^2 - b^2 K\mu = 0,$$

c'est-à-dire, en tenant compte des valeurs (1) et considérant la vitesse v comme positive

$$a = b\sqrt{K\mu} = bn, \qquad (7)$$

ou

$$v = \frac{c}{n}.$$

Cette formule exprime une deuxième condition : les champs électrique et magnétique ne peuvent devenir nuls en Σ' que si ce référentiel se déplace avec une vitesse relative rigoureusement égale à la vitesse de la lumière dans le milieu diélectrique.

Enfin, par substitution de la valeur (7), les équations (5) et (6) donnent respectivement

$$\frac{E_y}{H_z} = \sqrt{\frac{\mu}{K}}, \qquad \frac{E_z}{H_y} = -\sqrt{\frac{\mu}{K}},$$

d'où

$$E_y H_y + E_z H_z = 0.$$

C'est donc une dernière condition que le champ électrique et le champ magnétique existants dans le référentiel Σ soient perpendiculaires l'un à l'autre. Ils forment avec la vitesse $\mathbf{v}$, qui indique la direction de propagation, un trièdre trirectangle.

4. Le comportement des inductions, sous l'aspect qui vient d'être étudié, est tout différent, car on ne peut pas les faire disparaître par un changement de référentiel quel que soit le champ électromagnétique originel.

Essayons, en effet, de rendre nulles les inductions en posant :

$$D'_x = KE_x = 0, \qquad B'_x = \mu H_x = 0; \qquad (8)$$

$$\left.\begin{array}{l} D'_y = \quad aKE_y - bH_z = 0, \\ B'_z = -\,bE_y + a\mu H_z = 0; \end{array}\right\} \quad (9)$$

$$\left.\begin{array}{l} D'_z = \quad aKE_z + bH_y = 0, \\ B'_y = \quad bE_z + a\mu H_y = 0. \end{array}\right\} \quad (10)$$

(1) A. Einstein et J. Laub, *Ueber die elektromagnetischen Grundgleichungen für bewegte Körper. Ann. Physik*, 1908, **26**, 532.

Les équations dans le cas du vide avaient été découvertes auparavant par Einstein. *Zur Elektrodinamik bewegter Körper. Ann. Physik*, 1905, **17**, 891.

(2) Le cas d'une double propagation selon les deux sens d'une même ligne droite n'est pas ici envisagé.

Si nous voulons éviter que **E** et **H** soient identiquement nuls, les équations qui composent le système (9) d'une part, ainsi que celles du système (10) d'autre part, doivent satisfaire la condition de compatibilité, commune à ces deux cas,

$$\Delta = a^2 K\mu - b^2 = 0,$$

d'où

$$b = a\sqrt{K\mu} = an \tag{11}$$

ou

$$v = cn.$$

On aboutit, en somme, à une condition impossible à remplir, car on ne peut pas attribuer à la vitesse relative des référentiels une valeur cn qui est supérieure à la vitesse de la lumière dans le vide.

Soulignons que la subsistance des inductions après toute transformation relativiste est absolument indispensable pour ne pas priver le champ électromagnétique de la quantité de mouvement que H. Poincaré lui assigne [3]. Dans un des paragraphes ultérieurs nous reviendrons sur cette question.

5. Ne voulant nous occuper, dès maintenant, que de la propagation d'ondes périodiques à travers le diélectrique en mouvement, considérons dans le référentiel initial Σ une onde lumineuse plane dont la normale, située dans le plan XY, forme avec l'axe des x un angle φ. Désignant les composantes sinusoïdales du champ électrique par

$$E_x, \quad E_y, \quad E_z,$$

on aura comme condition de transversalité

$$E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi = 0 \tag{12}$$

et le champ magnétique s'exprimera par

$$\left.\begin{aligned} H_x &= \sqrt{\frac{K}{\mu}}\sin\varphi\, E_z, \\ H_y &= -\sqrt{\frac{K}{\mu}}\cos\varphi\, E_z, \\ H_z &= -\sqrt{\frac{K}{\mu}}\frac{1}{\sin\varphi} E_x. \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

Par substitution de ces valeurs dans les formules (2) et (3) de transformation relativiste, on obtient pour les champs et les inductions agissant dans le nouveau référentiel Σ' les expressions suivantes :

$$\left.\begin{aligned} E'_x &= E_x, \\ E'_y &= -\frac{E_x}{\sin\varphi}(a\cos\varphi - bn), \\ E'_z &= E_z(a - bn\cos\varphi), \\ D'_x &= KE_x, \\ D'_y &= -K\frac{E_x}{\sin\varphi}\left(a\cos\varphi - b\frac{1}{n}\right), \\ D'_z &= KE_z\left(a - b\frac{1}{n}\cos\varphi\right), \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

$$\left.\begin{aligned} H'_x &= KE_z\frac{1}{n}\sin\varphi, \\ H'_y &= -KE_z\left(a\frac{1}{n}\cos\varphi - b\right), \\ H'_z &= -K\frac{E_x}{\sin\varphi}\left(a\frac{1}{n} - b\cos\varphi\right), \\ B'_x &= E_z n\sin\varphi, \\ B'_y &= -E_z(an\cos\varphi - b), \\ B'_z &= -\frac{E_x}{\sin\varphi}(an - b\cos\varphi). \end{aligned}\right\} \tag{15}$$

Fixons notre attention sur cet ensemble de valeurs, en soulignant que, comme d'habitude, nous supposons les ondes dans un état momentané de polarisation rectiligne, ce qui autorise à écrire :

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0\cos\left[2\pi\nu\left(t - n\frac{x\cos\varphi + y\sin\varphi}{c}\right) + \alpha\right], \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0\cos\left[2\pi\nu\left(t - n\frac{x\cos\varphi + y\sin\varphi}{c}\right) + \alpha\right], \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

$\mathbf{E}_0$ et $\mathbf{H}_0$ étant les vecteurs amplitudes. En conséquence, les composantes de $\mathbf{E}_0$ peuvent remplacer celles de **E** quand on se sert des formules précédentes pour calculer les angles d'orientation de **E'**, **H'**, **D'** et **B'**.

Les équations (14) montrent que, si l'on substitue n par $\frac{1}{n}$ dans les cosinus directeurs du champ électrique en Σ', on obtient les cosinus directeurs correspondants de l'induction électrique et, évidemment, on procèdera de la même manière pour effectuer l'opération inverse. Cette règle est également applicable au champ et à l'induction magnétiques, comme il ressort des équations (15).

Le vecteur **S'** de Poynting et celui **G'** qui représente, par unité de volume, la quantité de mouvement du champ électromagnétique, obéissent aussi, quant à leurs orientations dans l'espace, à la règle établie. Ils proviennent, en effet, des produits vectoriels des deux champs ou des deux inductions, d'après les formules

$$\mathbf{S}' = c[\mathbf{E}'.\mathbf{H}'], \qquad \mathbf{G}' = \frac{1}{c}[\mathbf{D}'.\mathbf{B}'] \tag{17}$$

correspondant au système d'unités d'Heaviside.

(3) *Voir*, à ce sujet, P. Langevin, *Œuvres Scientifiques* (Publications du C. N. R. S.), 1950, p. 407.

Finalement, pour ne pas perdre de vue l'aspect cinématique, il convient d'indiquer que la vitesse de propagation des ondes et la vitesse radiale ont aussi des orientations reliées par la règle en question [4]. Ce sont, en effet, des vecteurs qui coïncident respectivement avec **G**′ et **S**′ à la fois en direction et en sens.

Les composantes vectorielles de **S**′ et **G**′ s'obtiennent facilement en substituant les valeurs (14) et (15) dans les expressions (17) et en tenant compte de la condition (12) de transversalité. On a ainsi

$$\left.\begin{aligned} S'_x &= KE^2 \frac{c}{n}(a - bn\cos\varphi)(a\cos\varphi - bn), \\ S'_y &= KE^2 \frac{c}{n}(a - bn\cos\varphi)\sin\varphi, \\ S'_z &= 0; \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

$$\left.\begin{aligned} G'_x &= KE^2 \frac{n}{c}\left(a - b\frac{1}{n}\cos\varphi\right)\left(a\cos\varphi - b\frac{1}{n}\right), \\ G'_y &= KE^2 \frac{n}{c}\left(a - b\frac{1}{n}\cos\varphi\right)\sin\varphi, \\ G'_z &= 0. \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

6. La conclusion à laquelle nous sommes parvenus et qui s'appuie sur la substitution de l'indice de réfraction n par sa valeur inverse $\frac{1}{n}$, peut être aussi énoncée en disant que, dans les formules qui donnent les angles de position des vecteurs **E**′, **H**′, **S**′ et $\mathbf{u}'_R$, la vitesse u de la lumière dans le diélectrique joue exactement le même rôle que la vitesse $\frac{c^2}{u}$ dans les formules définissant l'orientation des vecteurs **D**′, **B**′, **G**′ et $\mathbf{u}'_N$ [5].

L'intervention de ces deux vitesses dans la propagation du rayonnement à travers un milieu réfringent est un résultat théorique déjà connu, mais nous le retrouvons ici par un procédé différent de ceux utilisés jusqu'à présent.

Avant l'introduction dans l'Optique du concept de « vitesse de phase », c'est-à-dire quand des vitesses ordinaires, ayant c pour limite, étaient les seules employées, on se trouva devant la difficulté suivante, inattendue, lorsque l'on étudia l'effet Doppler et l'aberration dans un milieu transparent.

Soumettant la variable lumineuse à la transformation de Lorentz, on était arrivé aux relations bien connues

$$\left.\begin{aligned} \sin\varphi' &= \frac{n\sin\varphi}{\sqrt{(an\cos\varphi - b)^2 + n^2\sin^2\varphi}}, \\ \cos\varphi' &= \frac{an\cos\varphi - b}{\sqrt{(an\cos\varphi - b)^2 + n^2\sin^2\varphi}}, \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

$$u' = c\,\frac{a - bn\cos\varphi}{\sqrt{(an\cos\varphi - b)^2 + n^2\sin^2\varphi}}; \quad (21)$$

$$\nu' = \nu(a - bn\cos\varphi), \quad (22)$$

mais, en désaccord avec ce résultat, l'application des formules relativistes de la composition de vitesses donnait les valeurs

$$\left.\begin{aligned} \sin\varphi' &= \frac{\sin\varphi}{\sqrt{(a\cos\varphi - bn)^2 + \sin^2\varphi}}, \\ \cos\varphi' &= \frac{a\cos\varphi - bn}{\sqrt{(a\cos\varphi - bn)^2 + \sin^2\varphi}}, \end{aligned}\right\} \quad (23)$$

$$u' = c\,\frac{\sqrt{(a\cos\varphi - bn)^2 + \sin^2\varphi}}{an - b\cos\varphi}. \quad (24)$$

C'est Laue [6] qui donna une explication satisfaisante à cette difficulté : les formules (20) et (21) correspondent à la propagation des ondes selon leur normale, tandis que la propagation de l'énergie obéit aux formules (23) et (24), u', en ce cas, étant une « vitesse radiale » qui ressemble à celle dont il est question dans la théorie des milieux biréfringents.

Actuellement, il n'est plus nécessaire de traiter par des procédés différents les deux aspects du problème. En effet, le long d'un rayon de lumière se propageant dans un diélectrique au repos, il faut tenir compte de l'existence de deux vitesses,

$$u = \frac{c}{n} \qquad \text{et} \qquad \frac{c^2}{u} = nc,$$

dont l'utilisation successive permet d'obtenir les formules (20) et (21) et aussi, sans changement de méthode, les (23) et (24).

Le théorème de la composition de vitesses, que nous écrirons sous la forme

$$w'_x = \frac{aw_x - bc}{a - \frac{b}{c}w_x}, \qquad w'_y = \frac{w_y}{a - \frac{b}{c}w_x} \quad (25)$$

conduit, par exemple, aux formules de la vitesse radiale quand on l'applique à la transformation de **u**; mais, au contraire, il donne les formules de propagation selon la normale aux ondes lorsque l'on soumet à transformation la vitesse de phase, de composantes

$$w_x = \frac{c^2}{u}\cos\varphi, \qquad w_y = \frac{c^2}{u}\sin\varphi.$$

[4] La règle n'est pas directement applicable aux grandeurs des vitesses [form. (21) et (24)], mais on peut la maintenir en remplaçant l'une ou l'autre des vitesses u' (normale ou radiale) par $\frac{c^2}{w'}$. La vitesse auxiliaire w' que l'on fait ainsi intervenir est supérieure à c et doit être, en quelque sorte, considérée comme une « vitesse de phase ».

[5] u'_R et u'_N désignent les vitesses radiale et normale. Nous renoncerons par la suite à l'emploi de subindices.

[6] Laue, *Die Relativitätstheorie*, Bd. I, 4 Aufl., § 23 f.

On voit aisément que, dans ce dernier cas, $w' > c$ et, en conséquence, pour pouvoir obtenir la grandeur de la vitesse normale u' et son angle d'inclinaison φ' au moyen du système d'équations (25), il est indispensable [7] de poser

$$w'_x = \frac{c^2}{u'}\cos\varphi', \qquad w'_y = \frac{c^2}{u'}\sin\varphi'.$$

Quant à la méthode basée sur la transformation de Lorentz, limitons-nous à indiquer brièvement que l'on peut même l'utiliser pour trouver les formules de la vitesse radiale, mais à condition d'écrire la phase sous la forme

$$\omega\left(t - \frac{x\cos\varphi + y\sin\varphi}{\frac{c^2}{u}}\right).$$

7. Parmi les facteurs qui figurent souvent dans les formules, vectorielles ou scalaires, ayant trait à la propagation des ondes dans le référentiel Σ', il y en a deux,

$$an - b\cos\varphi, \tag{26}$$
$$a - bn\cos\varphi, \tag{27}$$

qui offrent un intérêt spécial.

L'annulation du premier de ces facteurs serait absolument indispensable, selon les expressions (19), pour annuler le vecteur $\mathbf{G}'$. Mais, en posant

$$an - b\cos\varphi = 0,$$

c'est-à-dire

$$cn - v\cos\varphi = 0,$$

on trouve pour la vitesse relative des référentiels une valeur

$$v = \frac{cn}{\cos\varphi}$$

qui dépasse la vitesse c [8].

En somme, d'après la belle découverte de H. Poincaré, il ne peut exister un champ électromagnétique sans être doué d'une certaine quantité de mouvement. En conséquence, quel que soit le champ primitif, aucune transformation relativiste ne permet de faire disparaître cette quantité. Nous écrirons donc

$$\mathbf{G}' = \frac{1}{c}[\mathbf{D}'.\mathbf{B}'] \neq 0.$$

Cette formule implique, en particulier, que ni l'induction électrique ni l'induction magnétique ne peuvent jamais devenir nulles à la suite d'un changement de référentiel. C'est une propriété remarquable, et nous avons tenu pour cela à la démontrer, dans le paragraphe 4, par un procédé direct et très simple, basé sur les équations générales de transformation du champ.

Évidemment les deux inductions forment, dans le nouveau système Σ', un angle toujours différent de zéro et de π.

Occupons-nous maintenant de l'autre facteur (27).

Sous certaines conditions, que nous examinerons plus tard (*voir* § 8), il peut se produire que

$$a - bn\cos\varphi = 0 \quad \text{ou} \quad c - vn\cos\varphi = 0. \tag{28}$$

En ce cas, selon les formules (22), (21) et (18), la fréquence ν', la vitesse normale u' et le vecteur de Poynting $\mathbf{S}'$ s'annulent, de même que la densité de l'énergie du champ électromagnétique, qui a pour expression

$$W' = \frac{(\mathbf{E}'.\mathbf{D}') + (\mathbf{H}'.\mathbf{B}')}{2}$$
$$= KE^2(a - bn\cos\varphi)\left(a - b\frac{1}{n}\cos\varphi\right).$$

Il s'agit d'une immobilisation des ondes par suite d'un changement d'axes [9].

Mais, comme nous l'avons déjà dit, cette immobilisation exige le concours de circonstances adéquates.

8. En partant de l'équation (28), on trouve que deux conditions sont indispensables pour arrêter le mouvement des ondes par rapport à certains observateurs :

1° Étant

$$\cos\varphi = \frac{c}{vn} \leqq 1,$$

on a

$$v \geqq \frac{c}{n}.$$

Une des conditions à remplir est donc que la vitesse relative des référentiels, restant plus petite que c, soit supérieure, ou égale, à la vitesse de la lumière dans le diélectrique employé;

2° L'équation (28) s'écrit aussi sous la forme

$$v = \frac{c}{n\cos\varphi}.$$

Mais, comme $v < c$, il résulte que

$$n\cos\varphi > 1,$$

soit

$$\cos\varphi > \frac{1}{n}.$$

En définitive, il n'est possible d'immobiliser que des ondes planes dont la direction de propagation

[7] Sur la transformation relativiste de vitesses supérieures à celle de la lumière dans le vide, *voir* H. A. Lorentz, *Problems of modern Physics*, 1927, p. 171.

[8] *Voir* paragraphe 4.

[9] A. Battig a fait ressortir l'intérêt que présente la condition (28), soulignant en particulier que la fréquence, la vitesse des ondes et le flux de l'énergie électromagnétique s'annulent dans le nouveau référentiel. *Voir* A. Battig, *Sobre el movimiento de fotones en un medio material. Rev de la Unión Matemática Argentina*, 1946, **11**, n° 4.

(système Σ) forme avec l'axe OY un angle plus grand que l'angle limite de réfraction, défini pour une surface séparant le diélectrique du vide.

Il est très indiqué de souligner que l'angle limite établi par l'Optique classique apparaît ici en jouant un rôle concret dans un problème qui concerne un seul et unique milieu réfringent, le diélectrique utilisé ayant été considéré comme d'extension indéfinie.

9. Outre les vecteurs **G**′, **D**′ et **B**′, la longueur d'onde λ' n'est pas susceptible d'annulation quel que soit la transformation relativiste. En effet (u' désignant à présent la vitesse normale), λ' a pour valeur, d'après les formules (21) et (22),

$$\lambda' = \frac{u'}{\nu'} = \frac{\lambda}{\sqrt{(an\cos\varphi - b)^2 + n^2\sin^2\varphi}}. \tag{29}$$

Il est facile de préciser la signification qui doit être attribuée à la longueur d'onde dans le cas singulier où l'on soit parvenu à l'immobilisation.

Dans de telles circonstances, étant $u' = 0$ et $\nu' = 0$, on trouve pour λ' la valeur particulière

$$\lambda' = \frac{0}{0} = \frac{\lambda}{\sqrt{n^2 - 1}}. \tag{30}$$

Or, l'annulation de la fréquence implique la suppression du terme en t dans les variables sinusoïdales représentatives des ondes. Ces variables ont donc simplement, dans le nouveau système d'axes, une distribution périodique par plans perpendiculaires à la direction définie par les formules

$$\left.\begin{aligned} \sin\varphi' &= \frac{1}{b}\sqrt{\frac{b^2n^2 - a^2}{n^2 - 1}}, \\ \cos\varphi' &= \frac{1}{b\sqrt{n^2 - 1}} \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

qui proviennent de l'élimination de φ entre les équations (20) et (28). La longueur d'onde (30) est précisément la période spatiale de la distribution statique dont nous venons de parler.

Donnons, enfin, quelques renseignements concernant les orientations des vecteurs fondamentaux dans le cas exceptionnel où nous nous sommes placés.

Les composantes des champs électrique et magnétique s'obtiennent à partir de leurs expressions générales (14) et (15) en faisant $\cos\varphi = \frac{a}{bn}$. On trouve alors

$$\left.\begin{aligned} E'_x &= E_x, \\ E'_y &= E_x\sqrt{b^2n^2 - a^2}, \\ E'_z &= 0, \\ H'_x &= KE_z\frac{1}{bn^2}\sqrt{b^2n^2 - a^2}, \\ H'_y &= KE_z\frac{1}{bn^2}(b^2n^2 - a^2), \\ H'_z &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

De l'examen de ces formules, ainsi que des formules (31), il s'ensuit que les deux champs ont maintenant une même direction et un même sens et qu'ils sont en coïncidence avec la normale aux *pseudo-ondes*.

L'induction électrique et l'induction magnétique conservent forcément la propriété d'être transversales. Mais, *comme toujours*, par l'effet du mouvement elles cessent d'être perpendiculaires l'une à l'autre, sauf quand $\varphi = 0$.

Quant à la vitesse radiale, elle ne devient transversale que dans le cas critique ici analysé, et arrive à l'annulation ([10]) lorsque $\varphi = 0$, $a = bn$.

Soulignons que les résultats (31) et (32) représentent des grandeurs réelles, car nous avons montré (§ 8) que

$$bn \geq a \qquad \text{ou} \qquad v \geq \frac{c}{n}$$

est une des conditions préalables pour arrêter le mouvement des ondes.

Manuscrit reçu le 21 juin 1953.

([10]) Selon le théorème connu, la projection de la vitesse radiale sur la perpendiculaire aux ondes est égale à la vitesse normale. L'annulation de celle-ci entraîne donc la transversalité (ou l'annulation) de la vitesse radiale.

ÉTUDE DES RAYONNEMENTS ÉMIS PAR ^{126}I

Par Mmes N. MARTY, H. LANGEVIN,
Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France,

et M. P. HUBERT (*),
Laboratoire de Synthèse atomique, Ivry,

Sommaire. — Les différents rayonnements émis lors de la désintégration de ^{126}I ont été étudiés au moyen d'un spectromètre à lentille magnétique et d'une installation de compteurs à scintillation. On a trouvé deux spectres β^- d'énergie ($1,255 \pm 0,01$) MeV et ($0,87 \pm 0,02$) MeV, un spectre β^+ d'énergie ($1,21 \pm 0,05$) MeV. On a mis en évidence deux rayonnements γ de 386 et 670 keV d'intensités sensiblement égales et un rayonnement X provenant du tellure indiquant l'existence de deux captures électroniques importantes. Des mesures en coïncidence ont permis d'établir un schéma de désintégration cohérent compte tenu des spins et des parités des différents niveaux. On trouve notamment $J = 1^+$ pour l'état fondamental de ^{126}I.

Historique. — ^{126}I de période 13 jours a déjà fait l'objet de deux études assez détaillées; les premiers, Mitchell et ses collaborateurs [1], irradiant de l'antimoine par des particules α de 23 MeV obtinrent un mélange de ^{123}I de période 13 h, de ^{124}I de période 4 jours et de ^{126}I de période 13 jours; une étude de l'ensemble avec un spectromètre à lentille magnétique et un spectromètre à focalisation semi-circulaire qui séparait les électrons positifs émis par ^{124}I des électrons négatifs émis par ^{126}I conduisit à attribuer à ^{126}I deux spectres β^- d'énergies maxima 1,268 MeV (27 pour 100) et 0,85 MeV (73 pour 100) ainsi qu'un rayonnement γ partiellement converti de 395 keV.

Perlman et Friedlander [2] préparant ^{126}I par réaction (n, $2n$) sur ^{127}I confirment les résultats précédents relatifs à l'émission β^- et au photon γ pour lequel ils donnent une énergie de 382 keV; ils mettent en évidence au compteur proportionnel une forte capture K de ^{126}I qui en tenant compte de la capture L probable donne le rapport

$$\frac{\text{Capture électronique}}{\beta^-} = 1,44.$$

Avec un spectromètre à scintillation, ils trouvent un photon d'intensité faible d'environ 640 keV et par comparaison des coïncidences $\gamma\gamma$ à 180° et 135° ils indiquent une proportion de 2 pour 100 d'électrons positifs; en outre, ils signalent l'existence de coïncidences Xγ et $\gamma\gamma$.

Il nous a semblé intéressant de reprendre l'étude de ^{126}I pour préciser ses différents modes de désintégration, pour essayer de mettre en évidence la forme des spectres β^- classés [3] d'après les modèles en couche dans le groupe $\Delta I = 1$, non $\Delta l = 2$ dit « interdit en l » dont les spectres β ont une forme voisine de la forme permise et une valeur de ft correspondant à une transition une fois interdite. Enfin nous avons essayé de voir si nous pouvions mesurer le coefficient de conversion du photon de 390 keV avec une précision suffisante pour définir sans ambiguïté sa nature et son ordre de multipolarité.

Une partie des résultats obtenus au cours de ce travail a été publiée dans une Note aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* [4].

(*) Actuellement au C. E. A., Saclay.

Préparation. — ^{126}I était obtenu par réaction (d, dn) sur ^{127}I en irradiant de l'iodure de sodium avec des deutons de 28 MeV au synchrocyclotron Philips d'Amsterdam; cette préparation, mise au point par le Professeur A. H. W. Aten Jr. (1) conduit à des produits d'activité spécifique de 0,2 à 0,3 μC/mg, la meilleure source ayant une activité de 5 μC pour 15 mg d'I. Avant son envoi, I était séparé de Na très actif, par oxydation et extraction par CCl_4, ensuite il est réextrait par une solution de So_3Na_2. Au laboratoire, M. Süe a séparé I de SO_3Na_2 en traitant la solution par NO_3Na et NO_3H normal. I libéré était extrait par CCl_4, puis séparé de CCl_4 par une solution saturée de SH_2 et titré; on chassait SH_2 en excès.

La période d'un échantillon suivie pendant plus d'un mois nous a donné la valeur $13,0 \pm 0,25$ jours en bon accord avec la valeur de 13 jours donnée jusqu'à présent.

Nous avons étudié les rayonnements émis par ^{126}I avec un spectromètre à lentille magnétique et un spectromètre à scintillation, nous décrivons successivement les résultats obtenus par ces deux méthodes.

1. Étude au spectromètre à lentille magnétique.

— CARACTÉRISTIQUES DE L'APPAREIL. — Nous avons utilisé le spectromètre à lentille magnétique

(1) Nous tenons à le remercier ici tout particulièrement, ainsi que l'équipe du cyclotron Philips pour les différentes sources qu'il a bien voulu nous faire parvenir.

épaisse construit par l'un de nous [5], [6] au Laboratoire de Synthèse atomique d'Ivry. Étant donné leur faible activité spécifique, les sources déposées sur des feuilles de formvar aluminé d'environ 50 μg/cm² avaient des diamètres de 1 cm entraînant pour le spectromètre un pouvoir de résolution de 3,3 pour 100 et un pouvoir collecteur de 1,8 pour 100. Un système de diaphragmes hélicoïdaux permettait de séparer les électrons positifs des électrons négatifs; on a vérifié, au cours d'études précédentes, que ces diaphragmes ne déformaient pas les spectres de façon appréciable et qu'avec des sources très intenses émettrices β^-, le nombre d'électrons diffusés et comptés comme électrons positifs était inférieur à 10^{-3} du nombre des électrons négatifs. Le détecteur était un compteur cloche à fenêtre de mica de 1,7 mg/cm².

Rapport $\frac{\beta^+}{\beta^-}$. — Avec une première source épaisse d'environ 8 mg/cm², nous avons pu mettre en évidence le spectre d'électrons positifs représenté figure 1; la droite de Fermi correspondante donne une énergie maxima $E_1^+ = 1,21 \pm 0,05$ MeV. L'écart par rapport à la droite apparaît pour une énergie d'environ 0,5 MeV; il peut être dû à un deuxième spectre β^+, mais peut s'expliquer seulement par la diffusion des électrons dans la source épaisse. Une

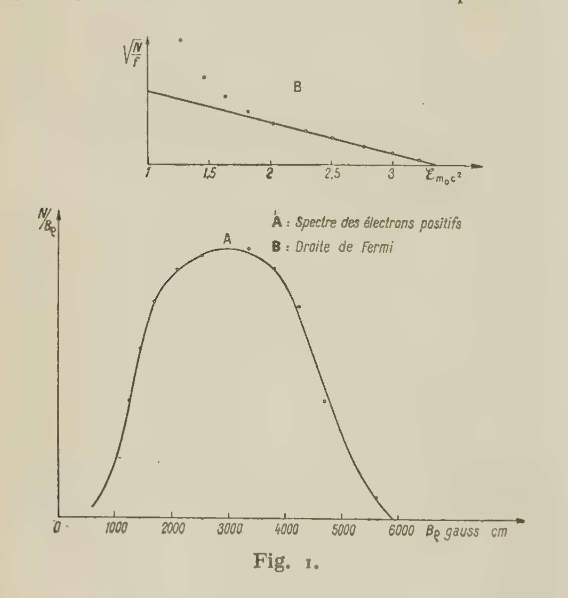


Fig. 1.

mesure de la forme du spectre β^- avec la même source conduit au résultat

$$\frac{\text{Nombre de } \beta^+}{\text{Nombre de } \beta^-} = 0,027 \pm 0,002,$$

ce rapport représentant le rapport des surfaces des spectres expérimentaux β^+ et β^-.

Forme des spectres β^-. — Avec une source d'environ 2 mg/cm², nous avons étudié de façon plus précise la forme du spectre β^-. La courbe figure 2 est tracée en prenant pour chaque point la moyenne arithmétique des valeurs obtenues au cours de plusieurs séries de mesures. En décomposant le spectre total par la méthode des droites de Fermi,

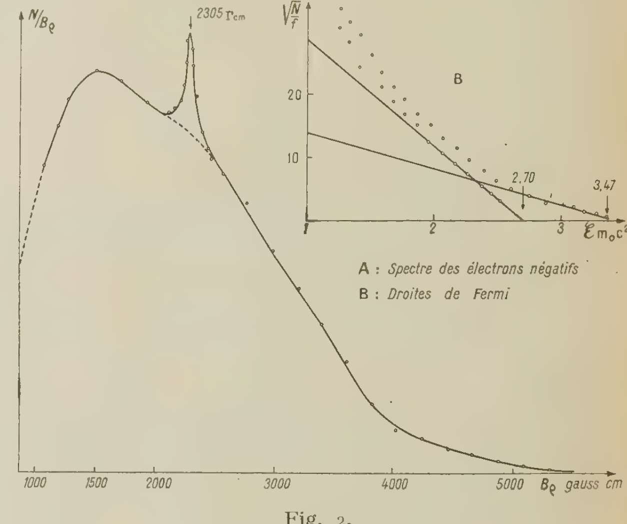


Fig. 2.

on obtient deux spectres partiels d'énergies maxima $E_1 = 1,255 \pm 0,01$ MeV et $E_2 = 0,87$ MeV, qui semblent à la précision des mesures près avoir une forme permise. Leurs intensités relatives déduites après recomposition des spectres théoriques sont 27,5 et 72,5 pour 100. L'écart par rapport à la droite de Fermi commence vers 480 keV et peut s'expliquer par l'épaisseur de la source.

Électrons de conversion. — La raie d'électrons de conversion visible sur la figure 2 est représentée agrandie figure 3, son énergie 350 ± 2,5 keV ($B_\rho = 2\,305\ \Gamma$ cm) correspond à un photon de 384,6 ± 2,5 keV converti dans la couche K de $^{126}_{54}$Xe auquel aboutit ^{126}I par désintégration β^-. La raie de conversion L de ce rayon γ d'énergie 379,1 keV devrait apparaître pour une valeur $B_\rho = 2\,427\ \Gamma$ cm; plusieurs séries de mesures ne nous ont pas permis de mettre en évidence dans cette région une raie ayant une intensité dépassant les fluctuations; ceci conduit à un rapport $\frac{\alpha_K}{\alpha_L} < 8$, α_K et α_L étant les coefficients de conversion du photon dans les couches K et L.

La raie de conversion a une largeur à mi-hauteur de 4,2 pour 100 supérieure au pouvoir de résolution du spectromètre utilisé pour cette mesure; cet élargissement est dû à l'épaisseur de la source qui a aussi pour effet de déplacer le maximum de la raie vers les basses énergies [7]. Si l'on tient compte de cette correction, l'énergie du photon est 386 ± 2,5 keV. En supposant ce rayon γ émis en cascade avec le

spectre β^- le plus mou ($E_1 - E_2 = 385$ keV), ce que nous avons vérifié par la suite par coïncidences $\beta\gamma$, on peut en déduire le coefficient de conversion α_K du photon d'après le rapport des surfaces de la raie de conversion et du spectre d'énergie maxima 870 keV, la surface de ce spectre étant prise comme égale à 72,5 pour 100 de la surface totale du spectre expérimental; on obtient la valeur

$$\alpha_K = (1{,}65 \pm 0{,}2).10^{-2}.$$

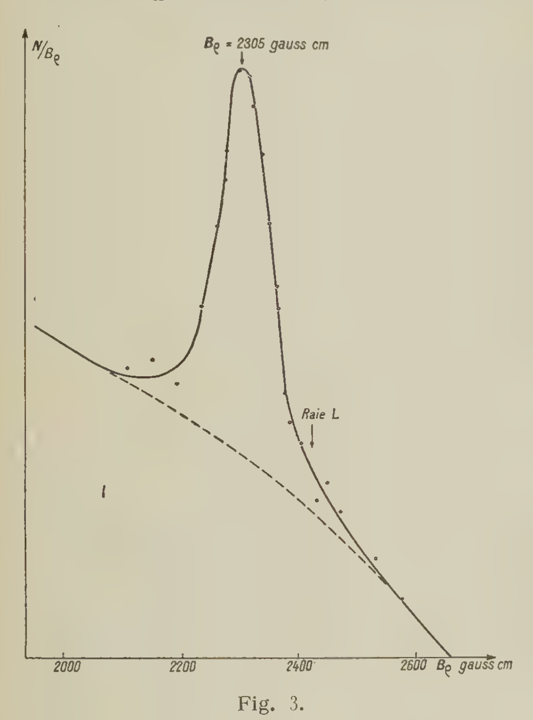


Fig. 3.

Étude des rayonnements γ par effet photoélectrique. — Par effet photoélectrique, en utilisant un diffuseur de Au de 30 mg/cm², nous avons pu mettre en évidence deux γ d'énergie 393 ± 6 keV et 662 ± 12 keV, d'intensités sensiblement égales; la précision de cette mesure était faible, car avec la source utilisée, la raie de 662 keV par exemple correspondait à un maximum de 20 coups net/mn pour un mouvement propre de 12 coups/mn.

2. Étude au spectromètre à scintillation. — Description du spectromètre. — Nous avons utilisé un cristal scintillateur NaI—Tl et un photomultiplicateur EMI 5311, avec un appareillage électronique étudié au laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France par MM. Langevin, Allard et Corbé [8]; l'amplificateur proportionnel avait un gain maximum de 100, le sélecteur différentiel permettait d'analyser un spectre d'impulsions entre 5 et 105 V avec une bande de largeur variable qui était en général de 2 V.

Le premier photomultiplicateur utilisé dans cette étude était monté avec 11 dynodes. Pour éviter la saturation avec les raies énergiques, nous devions appliquer entre étages une tension très inférieure à la normale, diminuant ainsi le pouvoir de résolution. Pour l'étude des coïncidences $\gamma\gamma$, nous avons monté un photomultiplicateur avec 9 étages seulement [9] et obtenu des résultats nettement meilleurs.

Il est nécessaire d'obtenir, par suite de la faible intensité des sources et de la longue période de ^{126}I, une grande stabilité et un grand rendement du système de détection. Nous avons travaillé en géométrie non canalisée avec un gros cristal (2,5 × 2,5 cm) fourni tout monté dans une boîte étanche par l'Harshaw-Chemical Co. Ce montage, adapté aux grandes photocathodes ne réalisait pas une bonne collection photonique pour l'EMI 5311. Nous avons en effet obtenu un meilleur pouvoir de résolution en montant pour l'étude des coïncidences $\gamma\gamma$, un cristal de mêmes dimensions avec diffuseur de magnésie, dans une boîte étanche ayant le diamètre de la photocathode.

Étude des rayonnements γ et X. — *Étude des γ énergiques.* — On a obtenu avec une tension de 1250 V sur le photomultiplicateur le spectre d'impulsions

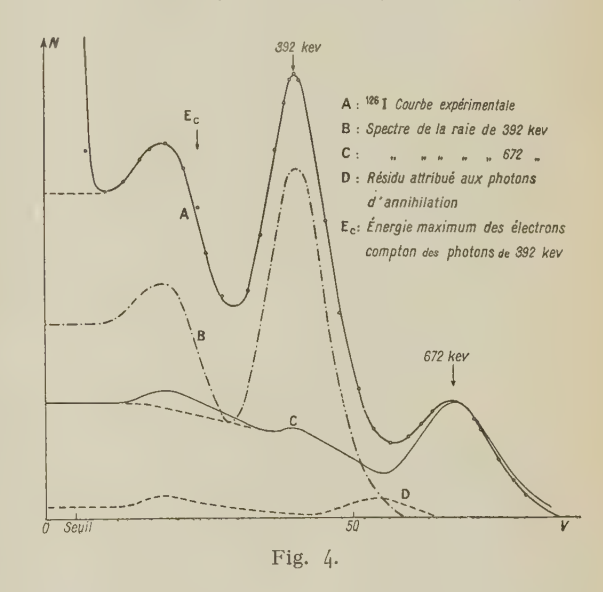


Fig. 4.

représenté figure 4, pour la région des photons de 385 et 640 keV précédemment signalés.

Pour obtenir une bonne précision et éliminer les défauts de linéarité du spectromètre, on a déterminé l'énergie des deux γ mis en évidence par comparaison avec les raies de 411 keV de ^{198}Au et 661 keV de ^{137}Cs [10] qui donnent des pics très voisins de ceux de ^{126}I.

En bon accord avec les énergies déterminées au spectromètre à lentille, on a obtenu

$$h\nu_1 = 672 \pm 7 \text{ keV}, \qquad h\nu_2 = 392 \pm 5 \text{ keV}.$$

Malgré une recherche systématique, aucun autre pic photoélectrique n'a été mis en évidence, ni dans la région supérieure à 672 keV, ni dans la région moyenne. Dans le domaine de 100 à 400 keV une étude supplémentaire a été faite avec une tension de 1450 V.

Intensité relative des rayonnements de 672 et 392 keV. — On a comparé les surfaces des spectres simples attribuables dans la répartition d'impulsions de la figure 4 à l'absorption des photons de 392 et 672 keV respectivement, compte tenu du rendement du cristal pour ces deux rayonnements.

$$\frac{N_{\gamma 672}}{N_{\gamma 392}} = \frac{S_{\gamma 672}}{S_{\gamma 392}} \times \frac{\rho_{392}}{\rho_{672}}.$$

Dans le domaine d'énergie considéré, la répartition d'impulsions à laquelle on doit s'attendre

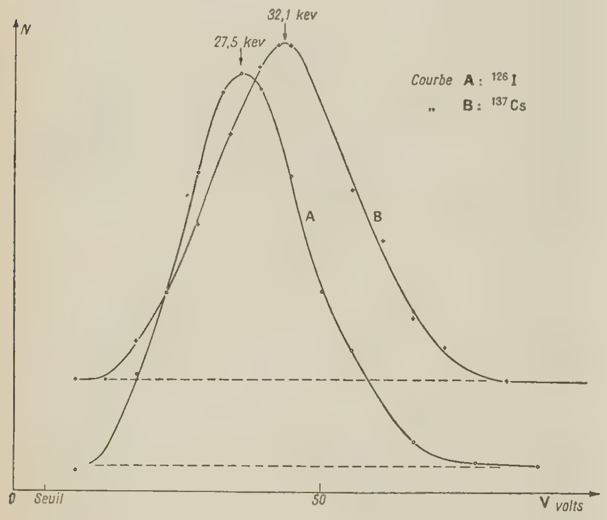


Fig. 5. — Rayonnements mous émis par ^{126}I et ^{137}Cs.

pour des photons monoénergiques d'après l'absorption primaire photoélectrique et Compton est modifiée par des effets secondaires qui ne peuvent être négligés dans un gros cristal. Les photons Compton diffusés sont en partie réabsorbés dans le cristal, ce qui augmente l'importance de la raie photoélectrique, déforme et diminue le fond Compton. De plus le cristal absorbe des photons diffusés par la matière qui l'environne, en particulier par le verre situé devant la photocathode, provoquant une raie de « rétrodiffusion ». Maeder et Wintersteiger [11] ont calculé, dans le cas d'un cristal cylindrique de taille quelconque et d'un faisceau monoénergique canalisé, la forme du spectre en tenant compte de ces différents effets. Mais dans le cas d'un faisceau très ouvert, les calculs deviennent pratiquement inextricables.

On ne peut donc atteindre les spectres simples que par l'étude dans les mêmes conditions de γ purs suffisamment voisins des γ de ^{126}I pour que l'on puisse admettre que la forme des spectres d'impulsions varient proportionnellement aux énergies.

On a obtenu les spectres des raies de 392 et 672 keV par transformation des spectres de 411 et 661 keV respectivement. Au préalable, on a supprimé la queue due au γ de 680 keV de ^{198}Au et dans les deux cas on a extrapolé le fond Compton dans la région déformée par les raies de fluorescence. [L'étude des basses énergies décrite plus loin indique que ce fond pour chacun des γ reste pratiquement constant dans ce domaine (*fig.* 5)].

Quand on déduit du spectre de ^{126}I (après extrapolation sous la raie X) le spectre de 672 keV, on obtient un spectre différant peu de celui d'une raie pure de 392 keV. On rend compte presque rigoureusement du résidu par une faible proportion de photons d'annihilation. La décomposition du spectre total ainsi obtenue (*fig.* 4) confirme qu'il n'existe pas dans ce domaine de γ supplémentaires plus intenses que le rayonnement de 510 keV. Ayant retranché la raie de « rétrodiffusion », on a obtenu le rapport des nombres de photons absorbés dans le cristal

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{S_{672}}{S_{392}} = 0,68.$$

On a calculé dans la géométrie utilisée le rendement du cristal pour chacun des γ par intégration graphique. Les coefficients d'absorption totale dans INa ($\mu_{392} = 0,435$ cm^{-1} et $\mu_{612} = 0,275$ cm^{-1}) ont été calculés d'après les valeurs de Davisson et Evans [12]. Les rendements obtenus sont

$$\rho_2 = 0,102, \qquad \rho_1 = 0,067, \qquad \frac{\rho_2}{\rho_1} = 1,52;$$

on n'a tenu compte ni du diamètre de la source (5 mm) ni de l'absorption des photons dans l'écran d'aluminium, l'erreur commise étant négligeable devant celle qui affecte le rapport $\frac{S_1}{S_2}$. Nous obtenons alors

$$\frac{N_{\gamma 672}}{N_{\gamma 392}} = \frac{S_{672}}{S_{392}} \times \frac{\rho_{392}}{\rho_{672}} = 1,02 \pm 0,1.$$

Étude de la région de faible énergie. — Le spectre de basse énergie de ^{126}I représenté figure 5 a été obtenu avec une tension de 1800 V et en remplaçant l'écran d'aluminium par 3,5 mm de plexiglass pour diminuer l'absorption des photons mous. On a déterminé l'énergie de la raie molle qui se détache sur le fond des γ énergiques, par comparaison avec la raie X obtenue avec ^{137}Cs dans les mêmes conditions. En prenant pour le sommet de la raie l'énergie des raies K_α du baryum soit, 32,1 keV, on trouve pour le pic de ^{126}I une énergie de $27 \pm 0,5$ keV compatible avec l'énergie des K_α du tellure (27,5 keV) et non du xénon (29,7 keV). La raie molle provient donc de la capture K

signalée [2] et non d'une conversion interne dans la branche β^-.

RAPPORT D'INTENSITÉ $\frac{\text{Capture } K}{\gamma_{672}}$. — Les énergies des deux rayonnements étant très différentes, nous avons employé une méthode indirecte utilisant la connaissance du rapport $\frac{N_X}{N_\gamma}$ dans le cas de ^{137}Cs. De la comparaison de l'intensité des X d'une part, des γ énergiques d'autre part, de ^{126}I et ^{137}Cs on peut alors déduire le rapport $\frac{\text{Capture } K}{N_\gamma}$.

$$\frac{\text{Capture } K}{N_{\gamma 672}} = \frac{\omega_K \text{Ba}}{\omega_K \text{Te}} \alpha_K \left(\frac{N_X \text{I}}{N_X \text{Cs}}\right) \times \left(\frac{N_\gamma \text{Cs}}{N_{\gamma 672} \text{I}}\right).$$

Les valeurs des facteurs de fluorescence sont d'après la formule empirique de Burhop [13] :

$$\omega_K \text{Ba} = 0,895, \qquad \omega_K \text{Te} = 0,865;$$

d'autre part,

$$\alpha_K = 0,097 \quad [14].$$

Le rapport $\frac{N_\gamma \text{Cs}}{N_{\gamma 672} \text{I}}$ a été pris égal au rapport des hauteurs des pics photoélectriques.

Avec des sources intenses, par suite de la présence d'un grand nombre de γ énergiques produisant des queues d'impulsions négatives importantes, nous avons obtenu des spectres déformés pour les raies X. Avec des sources d'intensité faible et analogue, nous avons obtenu les répartitions de la figure 5. Le rapport d'intensité des X est pris égal au rapport des surfaces des raies en tenant compte de l'absorption des photons et de l'efficacité pratique du cristal (tableau I).

TABLEAU I.

$$t = \frac{\text{Nombre de photons atteignant le cristal}}{\text{Nombre de photons émis dans l'angle } 4\pi}.$$

	Te.		Ba.	
	K_α.	K_β.	K_α.	K_β.
$h\nu$ (keV).........	27,4	31,1	32,1	36,5
t................	0,163	0,186	0,191	0,204
$1-f$............	1	1	1	0,73

L'absorption de ces rayonnements mous dans NaI est 100 pour 100. Cependant les raies K_β du baryum, qui ont une énergie supérieure au saut d'absorption K de l'iode donnent, à côté de la raie d'énergie totale, une raie fantôme $(h\nu K_\beta)_{Ba} - (h\nu K)_I$ d'énergie trop faible pour être détectée. Si f est la fraction des photons incidents donnant ce pic, l'efficacité pratique est $(1 - f)$.

Pour un faisceau normal, on obtient facilement

$$f = \frac{1}{2} \omega_{K_1} \left(1 - \frac{\mu_K}{\tau} L \frac{\tau - \mu_K}{\mu_K}\right),$$

où μ_K et τ sont les coefficients d'absorption des raies K de l'iode et du rayonnement incident respectivement dans INa ([2]).

Si le faisceau fait un angle θ_0 avec la normale, il suffit de remplacer τ par $\frac{\tau}{\cos\theta_0}$. On obtient ainsi des limites inférieures et supérieures du facteur f pour un faisceau non canalisé pour $(h\nu K_\beta)_{Ba}$. D'où

$$f = 0,27 \pm 0,05.$$

Sachant que le rayonnement X se compose de 75 pour 100 de raies K_α et 25 pour 100 de raies K_β [15], on obtient en utilisant les valeurs du tableau I :

$$\frac{N_X \text{I}}{N_X \text{Cs}} = \frac{0,180}{0,169} \frac{S_X \text{I}}{S_X \text{Cs}} \qquad \text{et} \qquad \frac{N_{\text{capt. } K}}{N_{\gamma 672}} = 1,35 \pm 0,1.$$

MESURES EN COÏNCIDENCE. — Nous avons étudié les coïncidences $\beta\gamma$, Xγ et $\gamma\gamma$. Dans les deux premiers cas, les impulsions produites par un premier détecteur servaient à « déverrouiller » l'amplificateur du spectromètre à scintillation pendant $2 \cdot 10^{-6}$ s [8]. Dans le troisième, nous avons étudié les coïncidences entre les impulsions provenant de deux spectromètres à scintillation. Le temps de résolution du système à coïncidence était environ de $5 \cdot 10^{-7}$ s.

ÉTUDE DES COÏNCIDENCES $\beta\gamma$. — Les β étaient détectés par un compteur cloche à fenêtre de mica

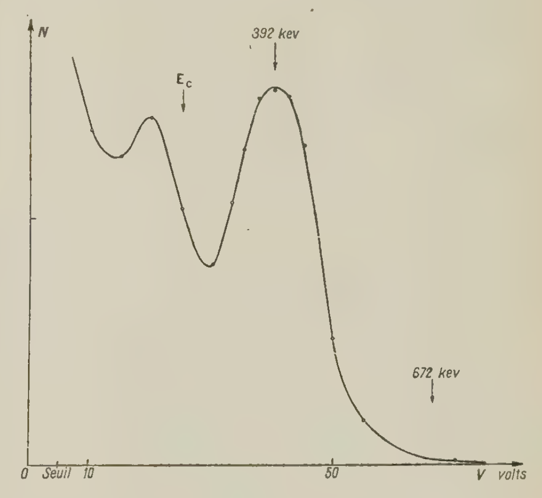


Fig. 6. — Spectre γ de ^{126}I en coïncidence avec le rayonnement β.

de 3 mg/cm² placé à quelques centimètres de la source.

On a d'abord étudié le spectre des photons en

([2]) Cette formule ne diffère de celle donnée par T. B. Novey (*Phys. Rev.*, 1953, **89**, 672) que par l'introduction du facteur de fluorescence.

coïncidence avec les β. Dans la région molle, aucune raie n'a été mise en évidence. Le spectre d'impulsions obtenu pour les γ énergiques (*fig.* 6) permet d'affirmer : *a.* que le rayonnement de 392 keV est en coïncidence avec les β^-; *b.* que le rayonnement de 672 keV n'appartient pas à la branche β^-; *c.* qu'aucun γ d'intensité notable, d'énergie supérieure à 500 keV n'existe dans la branche β^-.

L'étude de l'absorption des β en coïncidence avec la raie de 392 keV par comparaison avec l'étude d'une source de ^{198}Au montre que : *a.* le rapport $\frac{N_{\beta\gamma}}{N_\beta}$ n'étant pas constant, la raie de 392 keV n'est pas en cascade avec l'ensemble des β; *b.* la valeur de l'absorption moitié du spectre en coïncidence comparée à celle du spectre de 970 keV de Au est compatible avec l'énergie maximum de 870 keV du deuxième spectre β^- déterminée au spectromètre à lentille.

Coïncidences X — γ_{672}. — Nous avons utilisé pour la détection des γ énergiques, un deuxième cristal INa—Tl avec un photomultiplicateur EMI 5311 suivi d'un simple discriminateur d'amplitude permettant de compter exclusivement les impulsions de la raie de 672 keV.

Les impulsions de ce système servaient à « déverrouiller » le spectromètre réglé pour l'étude de la région de faible énergie. Le spectre en coïncidence met en évidence la même raie X que le spectre direct, avec un rapport $\frac{\text{hauteur de la raie}}{\text{fond}}$ nettement supérieur.

Les coïncidences fortuites donneraient une répartition différente, l'amplificateur se débloquant dans ce cas au hasard par rapport au début de l'impulsion X. Le rayonnement de 672 keV appartient donc bien à la branche capture *K*.

Coïncidences γγ. — Des coïncidences γγ ayant été signalées précédemment [2], nous avons repris cette étude avec deux sélecteurs différentiels et un circuit à coïncidence de temps de résolution environ 5.10^{-7} s. La source était placée à faible distance de chacun des cristaux, des écrans étant interposés pour arrêter les rayons β. La source d'iode dont nous disposions à ce moment étant très faible, les coïncidences fortuites étaient négligeables.

Nous avons tout d'abord repris l'étude des coïncidences X — γ, un des sélecteurs étant réglé sur la raie X, l'autre balayant la région énergique. La répartition des coïncidences confirme l'attribution du γ de 672 keV à la branche capture *K*, de même que la non-existence de γ notables supplémentaires dans cette branche.

Nous avons ensuite cherché à mettre en évidence des coïncidences entre la raie de 392 keV et un éventuel γ de 400 keV (ce cas se présentant dans l'hypothèse d'un troisième spectre β^-). Le spectre de coïncidence obtenu en se plaçant sur le pic de 392 keV pour le premier selecteur présente en fait un maximum dans la région de 500 keV.

En plaçant le sélecteur sur 500 keV, nous n'avons pas retrouvé la même répartition, mais un fond sur lequel se détache un pic vers 180 keV. Un photon de 672 keV ayant projeté dans le premier cristal un électron Compton d'énergie maximum (490 keV) est diffusé en arrière avec une énergie de 182 keV; il a une grande probabilité d'être absorbé dans le deuxième cristal très proche, donc de produire une impulsion correspondant à 180 keV en coïncidence avec l'impulsion Compton transmise au premier sélecteur.

Les spectres de coïncidences peuvent s'interpréter dans les deux cas comme un mélange de coïncidences dues aux photons d'annihilation et aux γ diffusés.

Les taux de coïncidences obtenus, comparés aux coïncidences X — γ excluent de toute façon une cascade 390-390 keV de plus de 10 pour 100, aucune coïncidence vraie n'a été trouvée avec le γ de 672 keV dans la région des γ énergiques.

3. Établissement et discussion du schéma de désintégration.

— Les résultats obtenus à l'aide

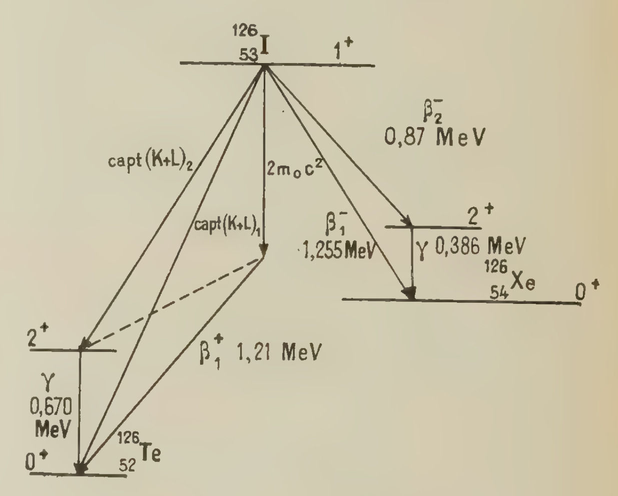


Fig. 7. — Schéma de désintégration de ^{126}I.

du spectromètre à lentille magnétique et des compteurs à scintillation nous permettent d'établir un schéma cohérent pour la désintégration de ^{126}I (*fig.* 7). La différence entre les énergies maxima des deux spectres β^- et l'obtention de coïncidences β photon de 386 keV, conduisent à un schéma de niveaux pour ^{126}Xe en accord avec les résultats précédents [1], [2].

Nous avons montré pour la désintégration par capture *K* qu'une grande partie des rayons X était en coïncidence avec le photon de 670 keV; nous attribuons le reste des rayons X à une deuxième capture *K* aboutissant au niveau fondamental

de ^{126}Te. La faible intensité des spectres d'électrons positifs ne nous a pas permis d'affirmer l'existence ou la non-existence de coïncidence $\beta^+\gamma$, par contre étant donnée l'énergie maxima élevée du spectre β^+ et la valeur des rapports $\frac{\text{Capture } K}{\beta^+}$ obtenus en supposant que le spectre d'électrons positifs aboutit soit au niveau excité, soit au niveau fondamental de ^{126}Te, nous avons conclu à la solution représentée sur le schéma.

Le tableau II donne les valeurs des intensités partielles I et des probabilités de désintégration f pour les différentes transitions.

TABLEAU II.

	I.	f.	t.	ft.	$\log ft$.
β_1^-	0,129	20	$8,7.10^6$	$1,74.10^8$	8,24
β_2^-	0,338	79,6	$3,33.10^6$	$2,65.10^8$	8,42
Capture K_1	0,157	13,4	$7,15.10^6$	$9,55.10^7$	7,98
Capture K_2	0,305	6,24	$3,69.10^6$	$2,3.10^7$	7,36
β_1^+	0,0125	3,17	9.10^7	$2,86.10^8$	8,45

Les intensités partielles données dans le schéma sont obtenues en estimant que toute capture K est accompagnée d'une capture L telle que

$$\frac{\text{Capture}(K+L)}{\text{Capture } K} = 1,12,$$

d'après les valeurs théoriques de Rose et Jackson [16]. L'intensité du rayonnement γ de 670 keV donne la somme des intensités des désintégrations par capture K et L. On déduit le rapport

$$\frac{\text{Capture}(K+L)\text{ total}}{\beta^-\text{ total}} = 1,1 \pm 0,15,$$

valeur inférieure à la valeur de 1,44 donnée par Perlman et Friedlander [2]; cet écart peut s'expliquer par le fait que dans notre cas, seul intervient le rapport des facteurs de fluorescence ω pour les rayonnements X de Te et de Ba, alors que pour les mesures de Perlman et Friedlander, il faut tenir compte de la valeur absolue de ω_{Te}; elle est choisie par ces auteurs comme égale à 0,75; si l'on prend la valeur de 0,85 donnée par Burhop [13] pour $Z=52$, on trouverait un rapport $\frac{\text{Capture } K}{\beta^-}$ se rapprochant de celui que nous trouvons.

Les valeurs f (f^+ et f^-) des probabilités de désintégration par émission β^+ et β^- sont tirées des courbes données par Feenberg et Trigg [17] dans le cas des transitions permises; pour la capture K, nous avons calculé directement f_k en utilisant la formule correspondant aux transitions permises

$$f_K = 2\pi(\alpha Z)^{2s+1}(2R)^{2s-2}\frac{1+s}{\Gamma(2s+1)}(W_0+s)^2,$$

où R et Z sont le rayon et le numéro atomique du noyau qui se désintègre, α la constante de structure fine, $s=\sqrt{1-\alpha^2Z^2}$; W_0 représente en unités mc² l'énergie totale maxima d'un électron lors d'une émission β^+ qui aboutirait au même niveau que la capture K.

RAPPORT $\frac{\text{Capture } K}{\beta^+}$. — Dans le tableau III nous comparons les valeurs expérimentales et théoriques des probabilités de désintégrations par capture K et émission β^+ aux niveaux fondamental et excité de ^{126}Te. Nos valeurs expérimentales sont obtenues en considérant que les rayons X proviennent tous des captures K_1 et K_2.

TABLEAU III.

Niveaux de ^{126}Te.	$\left(\frac{\text{Capture } K}{\beta^+}\right)_{\text{exp}}$.	$\left(\frac{\text{Capture } K}{\beta^+}\right)_{\text{théor}}$ Transitions permises.	Transitions $\Delta J=1$, $\Delta l=2$.	Transitions $\Delta J=2$ oui.
Fondamental	12,5 $\begin{cases}+7\\-3\end{cases}$	4,25	3,5	18
670 keV	> 75	62	55	–

Nous avons porté dans le tableau les valeurs théoriques du rapport $\frac{\text{Capture } K}{\beta^+}$ pour les transitions interdites ($\Delta J=1$, $\Delta l=2$) et $\Delta J=2$, oui qui comme nous le verrons par la suite peuvent expliquer les résultats trouvés pour le spectre β^+ émis par ^{126}I. Les rapports de probabilités de désintégration par émission β^+ et capture K pour une transition interdite ($\Delta J=1$, $\Delta l=2$) et une transition permise sont, d'après R. Nataf et R. Bouchez [18],

$$\frac{f_K(\Delta J=1,\ \Delta l=2)}{f_K\text{ permis}} = \left[\sqrt{\frac{1-s}{1+s}} - (W_0+s)\frac{R}{3}\right]^2,$$

$$\frac{f^+(\Delta J=1,\ \Delta l=2)}{f^+\text{ permis}} = \frac{1-\gamma_0}{2} \quad \text{où} \quad \gamma_0=\sqrt{1-\alpha^2Z_{\text{eff}}^2}$$

Z_{eff} étant le numéro atomique du noyau formé par l'émission β^+.

Les valeurs expérimentales sont supérieures aux valeurs théoriques dans le cas ($\Delta J=1$, $\Delta l=2$); les limites inférieure pour le niveau excité et supérieure pour le niveau fondamental données pour $\frac{\text{Capture } K}{\beta^+}$ proviennent du fait que lors de la décomposition du spectre β^+ par la méthode des droites de Fermi l'existence du deuxième spectre β^+ d'énergie maxima 0,5 MeV ne peut être exclue, mais on peut affirmer que son intensité est inférieure à la moitié du spectre β^+ aboutissant au niveau fondamental. Jusqu'à présent, si l'accord entre les valeurs expérimentales et théoriques semble bon dans le cas de transitions permises [19], dans le cas de transitions interdites les résultats peu nombreux et peu précis ne permettent pas de conclure.

Nature des rayonnements γ. — Le coefficient de conversion obtenu pour le photon de 386 keV était $\alpha_2 = (1,65 \pm 0,2).10^{-2}$; cette valeur est en bon accord avec celle donnée dans les tables de Rose et al. [20] pour un quadrupole électrique $\alpha_2 = 1,63.10^{-2}$, la valeur donnée pour un dipole magnétique étant $\beta_1 = 2,1.10^{-2}$. Le rapport $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ des coefficients de conversion dans les couches K et L a été trouvé supérieur à 8 (*fig.* 3). Une courbe empirique de la valeur de ce rapport en fonction de $\frac{Z^2}{E}$, où E est l'énergie du photon en kiloélectron-volts, a été donnée par Goldhaber et Sunyar [21] jusqu'à une valeur de $\frac{Z^2}{E} \sim 9,3$ qui donne $\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = 5,12$; la limite inférieure obtenue pour le photon de 386 keV de ^{126}Xe est compatible avec une extrapolation de cette courbe jusqu'à une valeur $\frac{Z^2}{E} = 7,55$.

La nature de quadrupole électrique du photon de 386 keV confirme l'attribution du spin 2 et de la parité pair au premier état excité de ^{126}Xe.

On peut supposer que le photon de 670 keV est lui aussi un quadrupole électrique, son coefficient de conversion serait alors 3.10^{-3} avec une raie d'électrons de conversion de largeur à mi-hauteur environ double de celle de la raie de 386 keV, donc à la limite de ce que nous pouvons séparer des spectres continus β.

Détermination du spin et de la parité des niveaux de ^{126}I, ^{126}Te et ^{126}Xe. — D'après les valeurs de *ft*, les diverses transitions β sont soit interdites d'ordre 1 avec changement de parité, soit interdites en l ($\Delta J = 1$, $\Delta l = 2$) sans changement de parité [22], [23]; ^{126}Te et ^{126}Xe étant des noyaux pair-pair, leur niveau fondamental est pair avec un spin nul; leur premier état excité est vraisemblablement pair avec un spin égal à 2.

^{126}I se compose de 53 protons et de 73 neutrons; d'après le modèle en couche de Mayer-Jensen [24] et les spins connus des noyaux stables [25] les états les plus probables pour le proton et le neutron non couplés sont les suivants :

p..........	$g_{7/2}$	$d_{5/2}$	–	–
n..........	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$	$g_{7/2}$	$h_{11/2}$

L'état $h_{11/2}$ est d'après M. Mayer peu probable en raison de la tendance des nucléons à spin élevé à se coupler deux à deux; seul cet état $h_{11/2}$ du neutron entraîne pour l'état fondamental de ^{126}I une parité — quel que soit l'état du proton, les autres états possibles pour le neutron donnant une parité +.

Nordheim [23] attribue à ^{126}I l'état ($d_{5/2}$, $g_{7/2}$); Stevenson et Deutsch [26] par comparaison des mesures de corrélation angulaire faites avec ^{126}I et ^{86}Rb et attribuant au spectre énergique β^- émis par ^{126}I une forme interdite donnent un état 2^-.

Pour un état 2^- ($g_{7/2}$, $h_{11/2}$) de ^{126}I les transitions β_1^-, β_1^+ et capture K_1 seraient une fois interdites avec $\Delta J = 2$, les spectres différant de la forme permise par le facteur

$$\alpha = p^2 + q^2 = (W^2 - 1) + (W_0 - W)^2;$$

les transitions β_2^- et (capt. $K)_2$ seraient des transitions $\Delta J = 0$ oui, donc aussi interdites d'ordre 1 avec une forme permise pour β_2^-.

Dans le tableau III, le rapport théorique $\frac{\text{Capture } K}{\beta^+}$ pour une transition $\Delta J = 2$ oui est plus voisin de la valeur trouvée expérimentalement que les rapports $\frac{\text{Capture } K}{\beta^+}$ pour des transitions permises ou interdites en 1.

Nous avons, d'autre part, essayé de décomposer les spectres β^- par la méthode de la droite de Fermi en appliquant le facteur de correction α au spectre le plus énergique : il est impossible d'obtenir une droite en choisissant comme énergie maxima du spectre β_1^- une valeur inférieure à celle donnée par extrapolation de la droite de Fermi tracée pour un spectre de forme permise; après soustraction du spectre le plus énergique, on ne retrouve pas pour les spectres β_2^- une forme permise. La différence des énergies maxima des deux spectres est alors de l'ordre de 325 keV, donc très inférieure à celle trouvée pour la décomposition des spectres (*fig.* 2) qui était en bon accord avec l'énergie de 386 keV du photon émis en cascade avec β_2^-. De plus, la valeur de log *ft* (8,42) trouvée pour le spectre β_2^- est trop élevée par rapport aux valeurs habituelles pour les transitions $\Delta J = 0,1$ oui [23]. Ceci nous conduit à choisir pour l'état fondamental de ^{126}I un état 1^+ de préférence à un état 2^-; l'état 1^+ peut être dû à l'une des trois configurations ($g_{7/2}$ $g_{7/2}$), ($d_{5/2}$ $d_{3/2}$), ($d_{5/2}$, $g_{7/2}$), les deux dernières étant plus vraisemblables, car en accord avec la règle de Nordheim [23].

D'après la théorie [19], les spectres β interdits en l ont des formes voisines de la forme permise, ne s'écartant de cette forme que de quelques pour-cent et pour des énergies assez basses.

L'épaisseur des sources que nous avons utilisées dans l'étude des spectres β apportait une distorsion supérieure à quelques pour-cent et se faisant sentir pour des énergies inférieures à 500 keV, ce qui suffit à masquer tout écart du spectre par rapport à la forme permise.

Tous les résultats obtenus peuvent donc s'expliquer par le schéma (*fig.* 7), le seul écart important par rapport aux données théoriques étant le rapport $\frac{\text{Capture } K}{\beta^+}$ pour la transition à l'état fondamental de ^{126}Te.

Ce travail a été effectué grâce à l'aide financière

du Centre National de la Recherche Scientifique et sous la direction de M. le Professeur F. Joliot que nous tenons à remercier pour l'intérêt qu'il lui a apporté. Nous remercions également l'équipe du synchrocyclotron Philips d'Amsterdam et tout particulièrement M. Van Atten Jr. pour les sources de ^{126}I qu'il a bien voulu nous préparer. Enfin nous sommes reconnaissants à MM. Langevin, Allard et Corbé qui ont réalisé et mis au point les montages électroniques utilisés au cours de cette étude.

Manuscrit reçu le 2 juin 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Mitchell A. C. G., Mei J. Y., Maienschein F. C. et Peacock C. L. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1450.
[2] Perlman M. L. et Friedlander G. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 440.
[3] Nordheim L. W. — *Rev. Mod. Physics*, 1951, **23**, 322.
[4] Marty N., Langevin H. et Hubert P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1153.
[5] Hubert P. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 763.
[6] Hubert P. — Thèse à paraître aux *Annales de Physique.*
[7] Hornyak W., Lauritsen T. et Rasmussen V. K. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 731.
[8] Langevin M., Allard G. et Corbé G. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 691.
[9] Robins R. — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, B **65**, 320.
[10] Muller D. E., Hoyt H. C., Kleim D. J. et Du Mond S. W. M. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 775.
[11] Maeder D., Wintersteiger V. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 537; *Helv. Phys. Acta*, 1952, **25**, 465; Communication privée.
[12] Davisson C. M. et Evans R. O. — *Rev. Mod. Physics*, 1952, **24**, 79.
[13] Burhop E. M. S.—The Auger Effeet. Cambridge University Press, 1952, p. 48.
[14] Health R. L. et Bell P. R. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 176; Waggoner N. A. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 906.
[15] Manne Siegbahn. — Upsala, 1952, p. 354-355.
[16] Rose M. E. et Jackson J. L. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1540.
[17] Feenberg E. et Trigg G. — *Rev. Mod. Physics*, 1950, **22**, 399.
[18] Nataf R. et Bouchez R. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 190.
[19] Bouchez R. — *Physica*, 1952, **18**, 1171.
[20] Rose M. E., Goertzel G. H., Spinrad B. I., Harr J. et Strong P. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 79.
[21] Goldhaber M. et Sunyar A. W. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 906.
[22] Mayer M. G., Moszkowski S. A. et Nordheim L. W. — *Rev. Mod. Physics*, 1951, **23**, 315.
[23] Nordheim L. W. — *Rev. Mod. Physics*, 1951, **23**, 322.
[24] Mayer M. G. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1969; 1950, **78**, 16.
[25] Klinkenberg P. F. A. — *Rev. Mod. Physics*, 1952, **24**, 63.
[26] Stevenson D. T. et Deutsch M. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 1071.

SUR LE MÉCANISME DE L'ÉLECTROLUMINESCENCE. II. APPLICATIONS AUX FAITS EXPÉRIMENTAUX

Par DANIEL CURIE,

Laboratoire de Luminescence (P. C. B.),
Faculté des Sciences de Paris.

Sommaire. — On applique le schéma théorique étudié dans le précédent article ([1]) à l'interprétation de divers aspects des phénomènes d'électroluminescence : effets de température, ondes de brillance, effets de fréquence, montée initiale de la brillance, faible persistance, effets de surface et provenance de la lumière émise.

Comme conclusion, on recherche les conditions favorables à l'observation de l'électroluminescence : bonne cristallisation, présence de nombreux centres luminogènes et niveaux donneurs d'électrons surtout en surface (adjonction de ZnO au ZnS), absence d'autres défauts (faible persistance).

Appendice : Comparaison entre la théorie d'accélération des électrons par le champ admise ici et d'autres hypothèses qui ont été proposées pour expliquer l'électroluminescence : *émission de champ* par la cathode ou par effet tunnel de Zener, ce qui n'aurait lieu qu'à des champs beaucoup plus élevés que les champs usuels; ou *injection de charges* dans une jonction *p-n* : ces effets, observés sur divers redresseurs (SiC, Ge, etc.), sont localisés *en surface* et ne sont importants que par suite du passage d'un courant électronique intense, tandis que l'effet Destriau sur les corps luminescents est essentiellement un effet *de volume*; la surface intervient cependant par ses niveaux donneurs, mais l'émission lumineuse peut comporter l'excitation de l'ensemble des centres luminogènes de la substance.

1. **Rappel du mécanisme admis.** — Dans l'article précédent ([1]), il a été admis, à la suite des travaux de Destriau, que l'électroluminescence est due à l'excitation des centres luminogènes par les électrons accélérés sous l'action du champ. Un premier aperçu théorique a été d'abord donné (art. I, § 1, 2, 3).

Dans le paragraphe 4, j'ai étudié ce mode d'excitation et montré qu'il diffère de la photo- ou cathodo-excitation par le « soufflage » des électrons loin des centres par le champ. Ce soufflage a lieu aussi lors de l'excitation des niveaux donneurs non luminogènes, ce qui entraîne par un processus en chaîne (§ 7) l'apparition d'un nuage d'électrons se déplaçant dans le cristal, susceptibles de s'accélérer pour exciter de nouveaux centres.

J'ai montré (§ 5) que cette accélération est effectivement possible aux champs de quelques dizaines de milliers de volts par centimètre généralement utilisés, mais n'intéresse qu'une faible proportion d'électrons favorisés par les fluctuations de diffusion thermique, car on est loin de la rupture diélectrique; pour cette raison les chaînes, quoique pouvant amener une multiplication importante du nombre d'électrons libres, sont loin d'avoir l'ampleur des « avalanches » observées lors de la rupture, lesquelles correspondent à l'ionisation de la bande de valence.

L'étude de la trajectoire des électrons s'accélérant, et de leurs sections efficaces d'arrêt sur les centres, pièges, et défauts du cristal (§ 5 et 6), permet de justifier la formule de Destriau [(3), § 2] indiquant la variation de la brillance avec le champ appliqué.

([1]) Article I. *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 510.

Enfin, dans le paragraphe 8, j'étudie la provenance des électrons têtes des chaînes responsables des phénomènes. Les courants d'obscurité sont trop faibles, malgré les chaînes, pour exciter un nombre de centres suffisant; de plus, il ne semble pas y avoir de relation entre la conductibilité à l'obscurité et la sensibilité à l'électroluminescence : on est conduit à admettre que ces électrons sont amenés dans la bande de conductibilité par le champ et non par voie thermique, ce qui entraîne l'absence d'une énergie d'activation thermique sur l'électroluminescence.

2. **Effets de température sur l'électroluminescence.** — Lorsque la température croît à partir des basses températures, la brillance sous champ alternatif de valeur constante commence par croître (Destriau [1]), passe par un maximum, puis décroît. Le maximum est généralement situé nettement au-dessus de la température ordinaire (50 à 100° pour de nombreux échantillons de ZnS). La figure 1 montre une courbe obtenue sur un ZnS (Mn) étudié au laboratoire; d'autres auteurs ont étudié l'effet de température et trouvé des résultats analogues [2], [3], [4]. Des phénomènes voisins sont observés sur l'électrophotoluminescence [5].

La baisse aux températures élevées est parallèle à l'extinction thermique usuelle de la luminescence. Si l'élévation de température est poussée trop loin, il apparaît en outre une baisse due à des modifications irréversibles se produisant dans le diélectrique enrobant les grains de sulfure.

La montée qui la précède est actuellement inexpliquée. Il est seulement généralement admis qu'elle n'est pas exponentielle; cela signifie l'*absence d'une*

énergie d'activation thermique, d'où nous avons conclu (art. I, § 8) à l'ionisation *par le champ* des niveaux donneurs d'électrons dans les conditions usuelles (cas $\Delta E_c > \Delta E_i$ avec les notations de ce paragraphe).

Cette montée n'est donc pas parallèle à celle de la

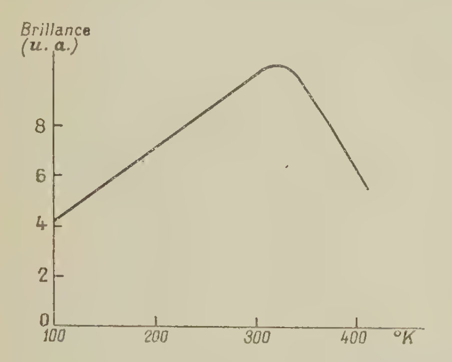


Fig. 1. — Une courbe typique d'effet de température (J. Mattler [6], [7]).

conductibilité à l'obscurité, qui possède une activation thermique. Elle doit également être opposée à la montée de la luminescence sous photoexcitation qui précède la baisse thermique et est due à un déplacement des bandes d'absorption avec la température.

Je signalerai seulement qu'elle *peut* résulter du point de vue de Frenkel [8], [9] suivant lequel l'ionisation par le champ d'un niveau d'impureté peut s'effectuer de la manière suivante : le champ diminuerait la profondeur de ce niveau, aidant les vibrations thermiques à en éjecter des électrons. Ainsi la profondeur des niveaux alimentant la bande de conductibilité vidés par le champ dépendrait surtout de celui-ci, mais aussi croîtrait avec kT (2).

Notons que le libre parcours l de diffusion thermique décroît quand la température augmente, ce qui gêne l'accélération par le champ des électrons libres et devrait amener une baisse de brillance. Cependant l'énergie moyenne kT des électrons thermiques croît avec la température, ce qui pourrait les rapprocher de la zone d'énergie où les diffusions se font sous angles faibles et faciliter, au contraire, l'accélération; de plus cela augmente les parcours de diffusion sur impuretés des électrons thermiques. Il y a donc là une autre voie d'explication possible.

Rappelons qu'au-dessus d'une certaine température limite (donnée par $\Delta E_i = \Delta E_c$), on peut rechercher une croissance de la brillance avec activation thermique (art. I, § 8). La valeur de cette limite renseignerait sur la profondeur maximum ΔE_c des niveaux vidés par le champ. Mais si cette limite est trop élevée, cette croissance sera masquée par l'extinction thermique.

J. Mattler a observé des courbes de brillance suggérant un tel effet [6], [7]. Mais, comme il le fait remarquer, dans l'interprétation de ces courbes il faut tenir compte des effets éventuels qui seraient dus à la variation de la conductibilité et de la constante diélectrique du milieu enrobant les grains (3).

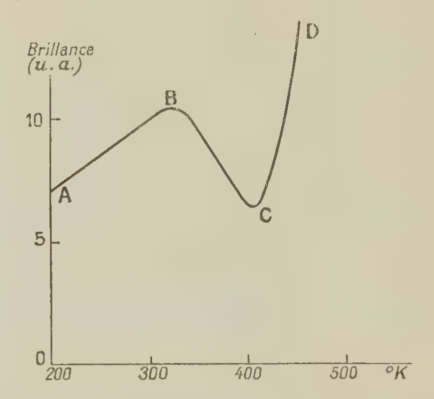


Fig. 2. — Allure de certaines courbes de brillance (J. Mattler [6]).

AB, montée relativement lente avec la température; BC, quenching thermique; CD, montée avec activation thermique (4).

3. **Ondes de brillance.** — On désigne ainsi les variations de brillance obtenues en appliquant à la cellule électroluminescente une tension périodique. Nous considérerons seulement le cas d'une tension sinusoïdale.

(2) S'il y a N niveaux d'impureté de profondeur E, la formule de Mott donnant le nombre n de niveaux vides à la température T :

$$\frac{n}{\sqrt{N-n}} = \left[\frac{2\pi mkT}{h^2}\right]^{\frac{3}{4}} \exp\left(-\frac{E}{2kT}\right)$$

deviendrait en première approximation dans le champ E :

$$\frac{n}{\sqrt{N-n}} = \left[\frac{2\pi mkT}{h^2}\right]^{\frac{3}{4}} \exp\left(-\frac{E - f(E)}{2kT}\right).$$

L'expression de $f(E)$ dépend du modèle admis pour l'impureté; Frenkel admet que la sortie de l'électron s'effectue par passage au-dessus d'une barrière coulombienne abaissée par le champ suivant le même mécanisme que pour l'effet Schottky; alors :

$$f(E) = \sqrt{e^3 E},$$

mais si la dimension a du niveau est assez grande pour que l'électron soit élevé par le champ à l'intérieur de celui-ci, on aura

$$f(E) = eEa.$$

(3) Roberts [2] a étudié l'effet sur la brillance de la constante diélectrique K_d du diélectrique dans lequel est enrobé le sulfure. Soit K la constante diélectrique du ZnS, occupant une fraction V du volume total, on a

$$\frac{E}{E_0} = \frac{3K_d}{2K_d + K - V(K - K_d)},$$

E, champ interne; E_0, champ appliqué.

(4) Si ΔE_c est assez petit, la montée CD peut avoir lieu au contraire avant le quenching.

Nous allons reprendre, dans le cadre du schéma développé dans l'article I, l'étude qui en a été abordée au paragraphe 3.

On a vu qu'aux basses fréquences (par exemple 50 ou 60 p), la brillance est en avance de phase sur la tension, ce que nous interprétons d'après Destriau [10] suivant une polarisation du milieu semi-conducteur.

Si l'on néglige les variations de la résistivité ρ de la substance, le calcul indique en effet un champ interne sinusoïdal, en avance de phase sur la tension d'un angle φ donné par

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{4\pi}{K \rho \omega} \cdot \qquad (1)$$

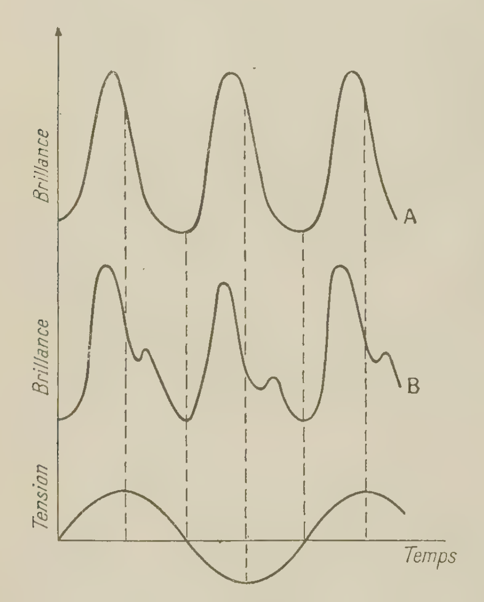


Fig. 3. — Deux formes caractéristiques d'ondes de brillance (Destriau).

Les ondes de brillance ont été étudiées expérimentalement par Destriau [10], Destriau et Mattler [11], Payne [12], Thorington [13], Piper et Williams [14], etc.

Les figures 3 représentent les ondes obtenues avec deux ZnS pour 50 p; elles figurent les deux types auxquels se rattachent les ondes obtenues avec des substances quelconques : soit un maximum, soit deux maxima séparés par un minimum, par demi-alternance. A chaque demi-alternance de tension correspond une alternance de la brillance.

L'allure générale de ces courbes est beaucoup plus aiguë que la sinusoïde, ce qui est dû à la variation exponentielle de la brillance B avec le champ interne E :

$$B \propto e^{-\frac{b}{E}} \qquad (b = \text{const.}) \qquad (2)$$

Même si l'onde du champ interne était rigoureusement sinusoïdale (variations de ρ négligées), l'onde de brillance ne le serait donc pas. Mais, de plus, la possibilité de courbes complexes indique que la variation de E peut différer plus ou moins de la sinusoïde. On a déjà vu que, par suite de la dépendance de ρ envers B, le décalage du maximum de brillance par rapport au maximum de tension est plus fort que le décalage du minimum de brillance par rapport au zéro de tension; cet effet apparaît sur les figures 3.

L'équation établie par Destriau reliant le champ interne et le champ appliqué [(7), art. I] reste valable si ρ n'est plus une constante. Mais son intégration explicite n'est alors plus possible. Nous devons nous borner à une discussion qualitative de la forme des ondes de brillance.

Considérons donc une demi-alternance de tension, le champ croissant à partir de zéro. On a d'abord un arrachement d'électrons des niveaux donneurs; ces électrons s'accélèrent et excitent les centres luminogènes, tandis qu'il se forme dans chaque grain un nuage d'électrons libres. A la vitesse de 10^7 cm/s, un électron met 10^{-10} s à parcourir les 10 μ d'un cristal de ZnS, soit un temps très inférieur à la période de tension : la formation des chaînes a amplement le temps d'avoir lieu; les électrons peuvent même traverser toute la cellule si le passage de grain à grain est possible. Le champ interne croissant avec la tension, le nuage devient de plus en plus abondant et la brillance croît.

Avec un décalage φ en avant du maximum de tension, le champ interne commence à diminuer : le nuage se dissipe et la brillance s'affaiblit. On remarquera que l'onde de brillance tend à être dissymétrique, la baisse correspondant, à champ égal, à une brillance plus faible que la montée ([5]) : cela résulte de ce que la variation de l'alimentation du nuage d'électrons avec le champ se superpose alors à l'épuisement naturel du nuage par rentrée des électrons libres dans les centres, tandis qu'elle le contrarie lors de la montée [*voir* note ([6])]. Notons que si l'alimentation de la bande de conductibilité s'effectuait par voie thermique, et non par le champ,

([5]) Effet particulièrement net dans Payne [12].
De plus, si, pour simplifier, nous supposons sensiblement nul le décalage du minimum de brillance, la montée occupe l'intervalle de phases $\left(0, \frac{\pi}{2} - \varphi\right)$ et la baisse l'intervalle plus long $\left(\frac{\pi}{2} - \varphi, \pi\right)$.

([6]) δ est donné par

$$\operatorname{tg} \delta = \omega \tau \qquad (a)$$

si l'on admet l'équation

$$\mathrm{d}n = d(n_0 \sin \omega t) - \frac{n}{\tau} \mathrm{d}t \qquad (b)$$

(n, nombre des électrons libres, dont l'alimentation est supposée sinusoïdale et la vie dans la bande constante, pour simplifier), dont l'intégration fournit

$$n = n_0 \sin \delta \cos(\omega t - \delta).$$

Mais, en réalité, le nombre d'électrons est essentiellement positif : il faut remplacer dans (b) $n_0 \sin \omega t$ par sa valeur

on retrouverait des brillances égales à la baisse et la montée.

Lorsque commence la demi-alternance du champ en sens inverse, tous les électrons sont rentrés si la période n'est pas trop courte et le processus recommence. Nous verrons plus loin ce qui se passe aux fréquences élevées.

Les électrons tendent à s'amasser vers l'anode, mais à mesure qu'ils s'accumulent ils tendent aussi à se repousser entre eux. Cet effet nous paraît permettre d'expliquer le second maximum qui sur certaines substances interrompt provisoirement la baisse : lorsque le champ atteint son maximum, de nombreux centres restent vides dans la portion des grains dirigés vers la cathode, relativement abandonnée par les électrons; lorsque le champ appliqué diminue, les électrons reviennent dans cette région et disposent pour leur rentrée d'un nombre de centres luminogènes plus grand qu'auparavant : d'où possibilité d'une augmentation momentanée de l'émission lumineuse, cessant bientôt par suite de l'épuisement du nuage d'électrons libres.

On peut décrire cet effet comme une *inversion locale du champ* interne se produisant, avec une grande avance de phase sur le changement de signe de la tension, dans la région anodique des grains (région à forte polarisation); mais, les électrons rentrant dans leurs niveaux de départ, la polarisation diminue et le champ ne changera définitivement de sens dans l'ensemble du cristal qu'au moment du changement de signe de la tension.

Selon cette discussion, le second maximum peut, ou bien ne pas apparaître, ou bien se présenter comme une déformation généralement faible sur le flanc droit du maximum principal. Il semble bien en être ainsi le plus souvent (*fig.* 3). Destriau et Mattler leur ont cependant trouvé dans quelques cas des amplitudes comparables ([11], *fig.* 7); mais il s'agissait là de substances complexes ($ZnS + ZnO$) avec niveaux donneurs nombreux par suite de la présence de ZnO et de plus une concentration en luminogène considérable (10^{-3} environ) : les effets de polarisation étaient alors considérables, le décalage du minimum de brillance était déjà très grand (la discussion ci-dessus n'est alors plus valable), tandis que le décalage du maximum principal atteignait $\frac{\pi}{2}$.

En résumé, l'étude théorique de la forme des ondes de brillance est extrêmement complexe; en particulier, si la brillance dépend de la vitesse de variation du champ, elle n'est pas simplement fonction du champ ou de cette vitesse.

Si τ est la durée de vie des électrons dans la bande de conductibilité, le maximum de brillance doit être en retard d'un temps de l'ordre de grandeur de τ par rapport au maximum du champ interne.

A 50 p, ce retard ne compense pas l'avance φ du champ interne sur la tension appliquée. Mais à une fréquence de quelques milliers, φ est nulle, et l'on voit apparaître un léger *retard* δ de la brillance sur la tension, au lieu de l'avance observée systématiquement aux basses fréquences. Ce retard renseigne évidemment sur la valeur de τ ([6]), qui peut atteindre plusieurs 10^{-4} s [15]. Des valeurs aussi élevées par rapport aux durées usuelles de fluorescence peuvent être attribuées à l'accumulation des électrons vers l'anode, retardant leur rentrée dans la région restante des grains (*cf.* art. I, § 4).

Remarques. — 1. On observe parfois une légère différence d'amplitude entre deux ondes de brillance successives, correspondant aux demi-alternances de signes opposés de la tension (*fig.* 3 B). Si la tension utilisée est bien symétrique, cette différence provient de l'apparition de la lumière de préférence dans la région voisine d'une des électrodes : ainsi l'accumulation des électrons vers l'anode peut rendre la lumière maximum au moment où le côté par lequel on regarde la cellule est anode; les effets de surface (§ 6) peuvent d'ailleurs amener l'effet inverse. Expérimentalement, les deux effets semblent se produire suivant les cas.

2. Payne [12] donne des ondes de brillance sous tension en signaux carrés. Les effets de polarisation sont alors particulièrement nets. L'étude de ces ondes confirme la discussion ci-dessus faite en tension sinusoïdale, mais n'introduit rien de nouveau.

4. **Effets de fréquence**. — La brillance des cellules croît avec la fréquence appliquée ν.

D'après le paragraphe précédent, chaque alternance de l'onde de brillance correspond au développement puis à l'épuisement du nuage d'électrons libres : elle « forme un tout » indépendant des précédentes.

La somme de lumière émise à chaque alternance tend, par suite, d'une manière générale, à être indépendante de la fréquence; ce sera le cas, aux fréquences assez basses pour que le nuage ait effectivement le temps de s'épuiser avant la fin de l'alternance, si le nombre d'électrons du nuage ne dépend que du champ appliqué. On observera alors une *croissance linéaire de la brillance* avec ν.

absolue et l'expression du nombre d'électrons libres devient

$$n = n_0 \sin\delta \left[\cos(\omega t - \delta) - \cos\delta \, e^{-\frac{t}{\tau}}\right],$$

l'origine des temps étant prise au début de l'alternance; en fin d'alternance cette expression devient négative, elle n'est alors plus valable et il faut simplement la remplacer par $n = 0$. Cette expression, multipliée par la probabilité d'émission lumineuse $\exp\left(-\frac{b}{E}\right)$, représente assez bien la forme d'une onde de brillance telle que celle de la figure 3A; naturellement elle ne contient pas le deuxième maximum, ni le fond continu du aux pièges.

Le retard de la brillance sur le champ interne n'est alors plus simplement δ défini par (a).

C'est souvent le cas [1], [14], mais on rencontre aussi deux types de déviation de cette loi linéaire, respectivement aux faibles et aux grandes fréquences.

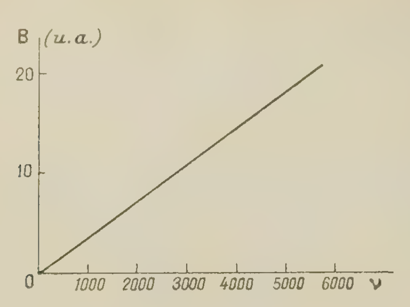


Fig. 4. — Croissance linéaire de la brillance avec la fréquence [J. Mattler (7)].

a. Effets de polarisation aux faibles fréquences. — La relation entre le champ interne E et le champ appliqué E_0 :

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{4\pi}{K\rho\omega}\right)^2}} \tag{3}$$

donne pour ν voisin de zéro :

$$E = E_0 \frac{K\rho\omega}{4\pi} = E_0 \frac{K\rho}{2} \nu. \tag{4}$$

La brillance B est proportionnelle à

$$B :: \nu \exp\left(-\frac{b}{E}\right) \tag{5}$$

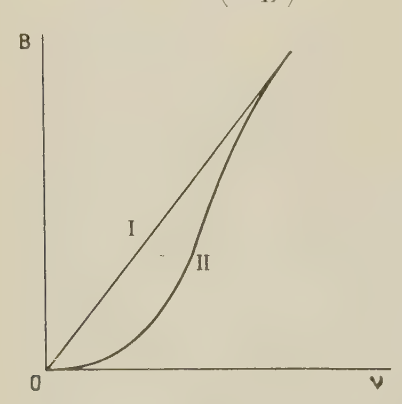


Fig. 5. — Effet de la polarisation sur la courbe $B(\nu)$. I, sans polarisation; II, avec polarisation.

(ν, nombre d'excitations par seconde); l'effet de l'exponentielle l'emportant sur celui du facteur ν, la courbe $B(\nu)$ part de l'origine avec une tangente horizontale (*fig.* 5).

En général, la courbe réelle II est nettement au-dessous de la droite I pour 50 p, et la rejoint vers quelques centaines de périodes $\left(\text{si } \varphi = \frac{\pi}{6} \text{ pour } \nu = 50,\right.$ pour $\nu = 200$, E ne diffère plus de E_0 que d'un facteur 2 pour 100 environ$\left.\right)$.

(7) Communication privée (1946).

Remarque. — La nécessité d'une tension alternative pour provoquer l'électroluminescence a été aussi attribuée [16] à une charge spatiale associée aux pièges, et non aux électrons de la bande de conductibilité comme admis ici d'après Destriau. L'étude de l'effet de fréquence semble permettre de rejeter cette interprétation : le temps de relaxation des électrons piégés étant de l'ordre de 10^{-7} s (Garlick), les effets de polarisation dus aux pièges cessent aux fréquences de l'ordre de 10 Mc; comme l'expérience montre que l'influence de la polarisation cesse en général vers quelques centaines de cycles, les effets de polarisation dus aux électrons libres dans la bande sont beaucoup plus intenses que ceux dus aux électrons piégés, à cause de leur nombre beaucoup plus grand.

L'interprétation des constantes diélectriques des corps phosphorescents a été faite suivant les auteurs en considérant la polarisation comme due, soit aux électrons libres, soit aux électrons piégés. Ce qui précède appuie la première théorie pour les effets sous excitation. Il est probable au contraire que, lors du déclin de longue durée, les effets dus aux pièges sont prépondérants, à cause du nombre très faible d'électrons libres alors présents.

Application. — Une courbe $B(\nu)$ concave vers le haut se trouve dans Payne ([12], *fig.* 5). Il est tentant

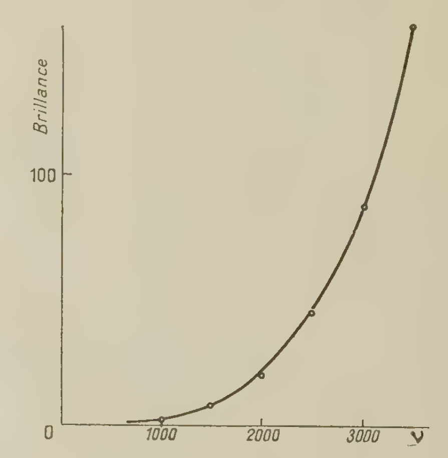


Fig. 6. — Variation de la brillance avec la fréquence (Payne [12]). Forte polarisation.

de l'interpréter comme le début d'une courbe telle que celle de la figure 5.

D'après les formules (3) et (5), la courbe II (*fig.* 5) a pour équation

$$B = K\nu \exp\left[-\frac{b}{E_0}\sqrt{1 + \left(\frac{2}{K\rho\nu}\right)^2}\right] \quad (K = \text{const.}). \tag{6}$$

La confrontation avec l'expérience est particu-

lièrement simple si l'on se borne à la région de la courbe à forte polarisation [région où (4) est valable]; alors (6) devient simplement

$$B = K\nu \exp\left[-\frac{b}{E_0}\frac{2}{K\rho\nu}\right] \qquad (7)$$

et $\log\left(\frac{B}{\nu}\right)$ doit être fonction linéaire de $\frac{1}{\nu}$. Le graphique de la figure 7 montre effectivement une asymptote rectiligne, et de plus sa pente est celle que l'on calcule à partir de la valeur du coefficient b, deduite de la courbe B (E_0) à 60 p donnée également par Payne ([12], *fig.* 4).

La courbe se confond avec son asymptote aux fréquences inférieures à 1000. C'est l'indice d'une polarisation considérable, ce qui semble d'ailleurs être le cas de toutes les substances préparées par cet auteur. Mais au delà de 1000 p, la courbe dévie de son asymptote par valeurs superieures, alors que si (6) s'appliquait elle y tendrait par valeurs inférieures. Cela n'empêche pas la forme asymptotique (7) d'être valable, mais est à notre avis l indice de l'apparition, aux fréquences supérieures à 1000, d'un autre phénomène lié à ce que les électrons n'ont pas le temps de rentrer tous dans leurs niveaux de départ avant la fin de l'alternance (*voir* ci-dessous).

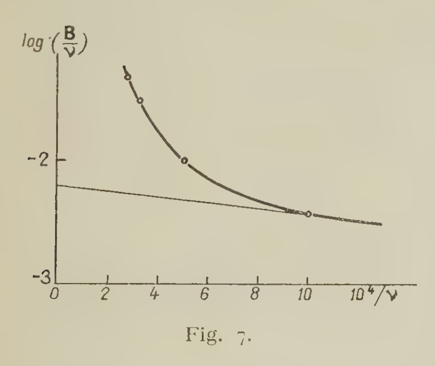


Fig. 7.

b. Effets (généralement de saturation) aux fréquences élevées. — La brillance semble souvent tendre vers une saturation [3], [16]. A cet égard sont particulièrement remarquables les courbes données par Waymouth et al. [3] sur les bandes verte et bleue d'un même ZnS (Cu) : la bande bleue croît linéairement (sauf aux faibles fréquences par suite de la polarisation), tandis que la bande verte atteint rapidement une saturation. On constate d'ailleurs souvent [2], [6] qu'un sulfure vert sous secteur est bleuté aux fréquences élevées, ce qui montre que le résultat trouvé par Waymouth n'est pas le fait d'un échantillon particulier.

Cette différence de comportement des deux bandes est surprenante, puisque ce sont les mêmes électrons accélérés qui excitent suivant le cas, soit les centres bleus, soit les centres verts. Ce n'est pas une question de temps mis à atteindre l'énergie suffisante pour l'excitation, ce temps étant $< 10^{-10}$ s (et de plus s'il en était ainsi, ce serait la bleue, nécessitant une énergie plus grande, qui croîtrait le moins). Waymouth a proposé une explication basée sur le « temps nécessaire à l'activation des centres », notion qu'il paraît bien difficile de préciser.

Nous reportant à la discussion des ondes de brillance au paragraphe précédent, nous voyons que *si la fréquence est trop élevée les électrons excités lors d'une demi-alternance ne sont pas tous rentrés* au moment où commence la demi-alternance suivante.

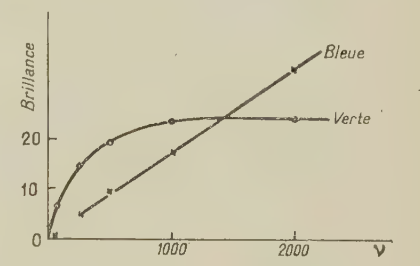


Fig. 8. — Bandes verte et bleue d'un même sulfure (Waymouth [3], *fig.* 17). Remarquer la saturation de la bande verte et l'effet de polarisation sur le point ν = 60.

D'où une perte de lumière. On rend compte ainsi de la saturation :

Dans un temps t assez court devant le temps de rentrée des électrons dans les centres, le flux lumineux émis est proportionnel à t (quelle que soit par ailleurs la loi de déclin); donc si la fréquence est assez grande, le flux émis par alternance est proportionnel à $\frac{1}{\nu}$, si bien que le flux émis par seconde est indépendant de ν.

Pour une confrontation avec l'expérience plus précise, nous admettrons une loi de déclin hyperbolique pour le nuage d'électrons :

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2.$$

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + n_0\alpha t}. \qquad (8)$$

Dans le temps $t = \frac{1}{2\nu}$, la somme de lumière émise Σ est proportionnelle à

$$n_0 - n\left(\frac{1}{2\nu}\right)$$

et la brillance $B = \Sigma\, 2\nu$ à

$$B = K\frac{n_0^2\alpha}{1 + \frac{n_0\alpha}{2\nu}} \qquad (K = \text{const.}),$$

$$\frac{1}{B} = \frac{1}{K n_0^2\alpha}\left[1 + \frac{n_0\alpha}{2\nu}\right], \qquad (9)$$

$\frac{1}{B}$ est fonction linéaire de $\frac{1}{\nu}$. Si α est grand, c'est-à-dire si la vie des électrons dans la bande de conducti-

bilité est courte devant la période de tension, cette droite passe par l'origine et B est proportionnelle à ν (*fig.* 4).

Ce calcul est évidemment très grossier puisque tous les électrons n'arrivent pas dans la bande au même instant. Néanmoins la figure 9, pour laquelle les calculs ont été effectués d'après les courbes données par Waymouth, montre que la loi linéaire (9) se vérifie bien pour les deux bandes.

Waymouth donne également ([3], *fig.* 9) un autre réseau de courbes $B(\nu)$, sur lequel (9) se vérifie convenablement aussi.

Pour expliquer la différence de comportement des deux bandes, il faut alors admettre que le temps de rentrée des électrons dans les centres bleus est beaucoup plus court que leur temps de rentrée dans les centres verts, de sorte qu'en 10^{-4} s tous les

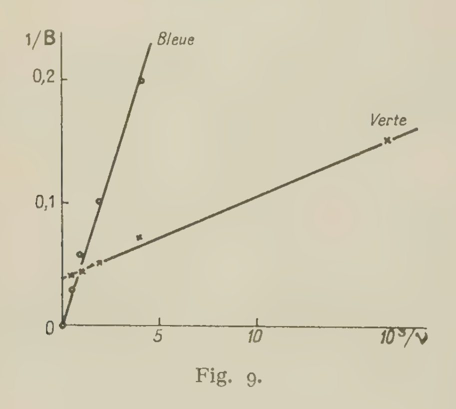


Fig. 9.

centres bleus seraient remplis alors que les verts resteraient encore en grande partie vides : soit une différence de période d'un facteur 10 entre le remplissage des bleus et des verts.

Cela est plausible par analogie avec la brièveté de l'émission bleue comparée à l'émission verte. On peut remarquer que les centres bleus sont environnés de pièges très courts [17]; si l'électron pénètre dans un de ces pièges, la lumière émise sera en général bleue comme s'il était rentré directement dans le centre voisin. D'où une section efficace de capture « apparente » par les centres bleus, égale en réalité à celle de capture par les centres eux-mêmes et par les pièges qui leur sont liés, qui peut être beaucoup plus grande que celle des centres verts.

On notera que l'absence de « soufflage » des électrons loin des centres (*cf.* art. I, § 5, cas III *a* au lieu de III *b*) entraînerait l'absence de saturation. Les pièges voisins des centres bleus, en plus de l'augmentation de la probabilité de capture des électrons de la bande, diminuent d'ailleurs la probabilité de soufflage de l'électron issu du centre bleu.

Remarque. — L'explication de la saturation suppose n_0 (nombre d'électrons maximum atteint par le nuage) indépendant de la fréquence, ne dépendant que du seul champ appliqué. Cependant, avec l'augmentation de la fréquence, les électrons du nuage subsistant au début de chaque alternance sont susceptibles de servir de « têtes de chaînes » supplémentaires, et l'on pourrait penser que n_0 (nombre d'électrons résultant de ces chaînes) va croître avec la fréquence : c'est probablement à un effet de ce genre qu'est dû le phénomène signalé sur la figure 7 aux grandes fréquences.

Mais la règle générale semble être la tendance vers la saturation aux grandes fréquences. Pour expliquer la constance de n_0 malgré l'augmentation du nombre d'électrons têtes de chaînes, il faut admettre que les chaînes s'arrêtent une fois atteinte une certaine concentration en électrons libres. Il en sera ainsi lorsque n_0 correspond à l'ionisation de tous les niveaux donneurs. La montée observée chez Payne aux hautes fréquences serait due à un nombre anormalement grand de niveaux donneurs, hypothèse qui semble appuyée par la polarisation anormalement forte de ses produits aux basses fréquences.

5. **Croissance initiale de la brillance.** — Loudette [18] a montré que la brillance des cellules électroluminescentes s'améliore après quelques instants de fonctionnement. Cet effet a fait l'objet d'une étude systématique de Mme Vigean [19].

La brillance moyenne des cellules à ZnS croît très rapidement pendant les premières alternances qui suivent l'application du champ, puis plus lentement; la valeur définitive n'est atteinte qu'au bout de plusieurs minutes ([8]).

L'étude des ondes de brillance met en évidence [19] :

a. Une montée progressive du minimum des ondes, analogue à la montée due au remplissage des pièges que l'on observe avec les autres modes d'excitation;

b. Se superposant à cette montée, une augmentation de l'amplitude des ondes de brillance successives. La première amplitude en particulier est très faible.

Ces deux effets sont liés au remplissage, après quelques instants de fonctionnement, des pièges à électrons initialement vides. Il en résulte, comme en photoluminescence, une augmentation continue de la brillance, due à ce qu'au bout de quelques temps le vidage des pièges dans les centres tend à compenser la perte de lumière due aux électrons qui viennent remplir les pièges au lieu de tomber dans les centres [17].

Mais le remplissage des pièges amène en outre un effet particulier à l'électroluminescence : les pièges pleins peu profonds ou situés dans une région de la

([8]) Cependant la brillance décroît à nouveau, très lentement, pour des durées de fonctionnement plus élevées, la durée de vie utile d'une lampe électroluminescente se chiffrant en milliers d'heures [3].

substance à champ élevé (barrière superficielle) peuvent être vidés directement par le champ, d'où une augmentation du nombre d'électrons têtes de chaînes; les autres pièges peuvent être vidés par choc d'électrons accélérés *comme dans l'effet Gudden-Pohl*, d'où une augmentation du facteur de multiplication des chaînes. De là provient l'augmentation de l'amplitude des ondes de brillance, la première onde résultant du vidage des seuls donneurs normalement pleins, les suivantes du vidage de ces donneurs plus les pièges.

La faiblesse de la première onde résulte du nombre relativement restreint de ces donneurs, et de leur profondeur (ordre de l'électron-volt, art. I, § 8) souvent plus grande que celle des pièges, comme le montre la faible valeur du courant d'obscurité. Mais leur rôle est fondamental car ils servent à l'amorçage du phénomène : les électrons passeraient progressivement de donneurs profonds, se vidant rarement, dans des pièges moins profonds ayant une grande probabilité de se vider à chaque alternance.

Malgré le vidage auxquels ils sont soumis perpétuellement, les pièges parviennent à se maintenir partiellement remplis : de nombreux électrons y retombent à chaque fin d'alternance, au moment où le champ interne s'est affaibli.

Ainsi, dans les sulfures phosphorescents, le minimum des ondes de brillance en régime permanent n'est pas nul. Il faut y prendre garde dans les études d'onde de brillance faites à l'oscillographe cathodique à amplificateur alternatif : la composante continue n'apparaît pas en régime permanent. Dans leurs premiers essais, Destriau et Mattler [11] utilisaient une méthode stroboscopique, qui indiquait le minimum non nul.

Sur les substances électroluminescentes *non phosphorescentes*, on doit observer l'effet Destriau pur d'effet sur les pièges. Des expériences sur ZnO sont en préparation. Mais ZnO est-il réellement exempt de pièges, même très courts ?

D'autres explications pourraient être proposées pour cette montée. Destriau a envisagé un échauffement progressif de la cellule en fonctionnement, ce qui entraînerait une augmentation de brillance (§ 2). Mais il a montré que l'élévation de température restait négligeable ($< 0^{\circ},1$) [11].

Aux fréquences élevées, la montée pourrait provenir de ce que tous les électrons ne sont pas rentrés en fin d'alternance (*cf.* remarque finale, § 4). Mais cet effet ne peut intervenir à la fréquence 50 p utilisée par Mme Vigean.

Faible persistance de l'excitation par électroluminescence. — L'on n'observe une persistance de l'émission lumineuse après arrêt du champ qu'après fonctionnement de la cellule à brillance élevée, et la persistance reste toujours très brève même pour des substances à phosphorescence durable [1]. La raison en est dans ce vidage continuel des pièges qui se superpose à leur remplissage durant l'excitation. Seuls restent remplis les pièges qui ont reçu un électron dans les toutes dernières alternances avant la fin de l'excitation.

En particulier, pour des substances qui présentent à la fois l'effet Destriau (par action du champ seul) et l'effet Gudden-Pohl (action du champ après photo- ou cathodo-excitation), l'on n'observe pas l'effet Gudden-Pohl après excitation par électroluminescence : il a en somme déjà eu lieu sous excitation, pendant laquelle il s'est superposé à l'effet Destriau.

Remarque. — Des phénomènes analogues ont été décrits sur l'électrophotoluminescence. On peut annuler cet effet par chauffage ou irradiation de grande longueur d'onde [20], pouvant s'interpréter comme un vidage de niveaux donneurs dans des niveaux plus difficiles à vider par le champ (l'irradiation par la radiation ν viderait les donneurs de profondeur $\leq h\nu$ dans des niveaux plus profonds). On n'obtient à nouveau l'effet Gudden-Pohl qu'après plusieurs photoexcitations et applications du champ successives, chaque couple « excitation et application du champ » jouant ici pour la remontée de l'effet Gudden-Pohl le rôle d'une alternance de l'onde de brillance pour la remontée de l'effet Destriau, en remplissant à nouveau peu à peu les donneurs faciles à vider par le champ. Cependant une explication de ces phénomènes d'extinction, basée, non sur les niveaux donneurs, mais sur le remplissage des centres vides à partir de la bande de valence, n'est pas à exclure ici [21].

6. « **Effets de surface** » **et provenance de la lumière émise** (*cf.* [22]). — Suivant le mécanisme admis ici, *l'électroluminescence est essentiellement un effet « de volume »*, en ce sens que les électrons amenés dans la bande de conductibilité par le champ peuvent traverser tout le cristal, y vidant des centres, pièges ou niveaux donneurs, et provoquant une *émission lumineuse qui peut s'étendre à toute la substance.*

Les fortes brillances parfois observées — de l'ordre de celles obtenues sous illumination ultraviolette — suggèrent bien d'ailleurs que l'émission lumineuse est susceptible d'intéresser la totalité des centres et ne saurait provenir seulement d'une mince pellicule superficielle.

Néanmoins, *la surface joue un rôle très important dans l'alimentation de la bande de conductibilité.* Nous avons déjà prévu le rôle de la surface dans l'article I (§ 8); il se présente sous plusieurs aspects :

1° Les niveaux donneurs répartis dans le volume de la substance sont vraisemblablement assez profonds (1 eV environ); cela résulte de la faiblesse du courant d'obscurité dans ZnS et est confirmé par les résultats de Mme Vigean (§ 5), qui conduisent à

considérer que la plupart des niveaux donneurs sont plus profonds que les pièges.

Sauf pour des tensions appliquées très élevées, seuls parmi ces niveaux seraient donc ionisables directement par le champ ceux situés dans la *barrière cathodique*, dont le rôle a été mis en évidence par Piper et Williams [14]. Ceux situés dans l'ensemble de la substance ne sont vidés que par choc des électrons issus des premiers.

2° En plus des niveaux donneurs de répartition spatiale uniforme, on est amené à supposer des *états de surface* (art. I, § 8). Cela est nécessaire pour expliquer l'apparition de lumière lorsque la substance électroluminescente n'est pas au contact des électrodes, où une barrière superficielle ne pourrait exister si elle était du type Mott-Schottky comme le supposent Piper et Williams, c'est-à-dire due aux seuls donneurs spatiaux : il faut supposer une *barrière superficielle intrinsèque*, comme celle admise par Bardeen à la surface du Ge et du Si dans les transistors [23].

Lorsqu'il y a contact entre la substance et les électrodes, il apparaît en plus une barrière de Mott-Schottky, qui peut être plus importante que la barrière intrinsèque, et donner lieu à une alimentation de la bande de conductibilité plus abondante. D'où une *émission lumineuse plus intense lorsqu'il y a contact*, et pouvant dépendre de la nature des électrodes.

Quelle que soit la nature de la barrière, il y règne un champ intense (environ 10^6 V/cm) provoquant l'ionisation des donneurs — spatiaux ou superficiels — qui s'y trouvent.

3° Les électrons provenant de la barrière superficielle (quel qu'en soit le type) peuvent traverser toute la substance, mais ils ne provoquent d'émission lumineuse que dans les régions à champ suffisamment élevé pour leur permettre de s'accélérer ([9]). La zone d'accélération peut s'étendre à toute la substance; mais, surtout pour des cellules épaisses ou dissymétriques, elle peut se limiter au voisinage d'une des électrodes. Il en sera surtout ainsi aux tensions peu au-dessus du seuil (et l'on pourra alors croire que l'effet Destriau est purement un effet de surface); mais pour des tensions plus élevées la lumière tendra à se généraliser, montrant alors que l'effet Destriau est bien un effet de volume [22].

Je discuterai maintenant quelques expériences illustrant ces principes.

Expériences de Piper et Williams [14]. — S'effectuent sur cristal unique placé entre électrodes métalliques. Les ondes de brillance sont déphasées par rapport à la tension comme dans les expériences de Destriau, ce qui indique le rôle du champ interne déphasé par rapport au champ appliqué (accélération des électrons). Chaque alternance a une forme caractéristique d'une des électrodes et se produit quand cette électrode est cathode, ce qui indique le rôle de la barrière cathodique dans l'alimentation. Les auteurs supposent, par suite, ce qui est très vraisemblable, que la lumière est principalement émise par la région cathodique, mais cela ne semble pas avoir pu être prouvé par examen direct de la cellule.

A des tensions très supérieures au seuil d'électroluminescence, il apparaît en outre une composante d'ondes de brillance en phase avec la tension, elle aussi caractéristique de la cathode, due à des électrons en provenance de la cathode par effet tunnel à travers la barrière. Aux tensions plus basses, les électrons proviennent uniquement de l'intérieur du cristal, et il n'apparaît que les composantes déphasées.

L'arrivée d'électrons de la cathode dans le semi-conducteur correspond au sens difficile (semi-conducteur *n*) et n'a pas lieu dans les cellules à grains de ZnS noyés dans un diélectrique, où elle est empêchée par le diélectrique et par les barrières intercristallines. Ce phénomène n'est signalé que dans les expériences sur cristal unique, où il s'accompagne de la possibilité de luminescence en tension continue, puisqu'il y a alors passage d'un courant d'électrons à travers le cristal : le mécanisme du phénomène est alors tout différent de l'électroluminescence usuelle.

Les valeurs numériques admises par Piper et Williams pour expliquer la formation de la barrière ($3 \cdot 10^{17}$ donneurs/cm³ de quelques dixièmes d'électron-volt) ne nous paraissent pas admissibles, puisque correspondant à un courant d'obscurité beaucoup trop élevé. Néanmoins la barrière n'est pas intrinsèque : il est dès lors normal de la supposer de Mott-Schottky (barrière épaisse de 10^{-5} ou 10^{-4} cm), car si elle était trop mince elle ne contiendrait pas assez de donneurs pour alimenter suffisamment la bande de conductibilité.

Expériences de Bramley et Rosenthal [16]. — Dans ces expériences, l'examen de la cellule au microscope a été fait et a montré que l'émission lumineuse provenait du contact entre la cathode et la substance. Les autres résultats obtenus (nécessité d'une tension alternative, variation de la brillance avec la fréquence, etc.) ont été discutés plus haut.

Dans ces cellules, la substance luminescente était très particulière : $ZnSiO_4$(Mn) enrobé dans un verre dont la conductivité relativement élevée ($\rho \sim 10^9\,\omega \times$ cm à l'obscurité, semble-t-il) explique que le champ ait été trop faible dans le corps de la substance pour y donner émission lumineuse.

([9]) On considère ainsi trois régions dans la cellule, d'importance variant selon sa construction : région à champ très élevé ($E > 10^6$ V/cm) où les donneurs sont ionisés, région d'accélération ($E < 10^4$ V/cm), éventuellement région non lumineuse à champ faible.

Au laboratoire, il a été constaté (Villeneuve) que des cellules abandonnées à l'humidité ne présentaient plus que de rares points lumineux, probablement pour une raison analogue.

Cellules usuelles (Destriau, Mattler, Payne, Roberts, Waymouth, etc.). — Condensateur plan, à diélectrique (araldite, polystyrène) dans lequel est enrobé le « phosphore », observé à travers une des électrodes, construite transparente.

Comme dit au début de ce paragraphe, il est clair que dans de telles cellules chaque grain de « phosphore » est lumineux dans son ensemble, sans quoi la luminosité serait beaucoup plus faible que celle obtenue en ultraviolet. Cependant certaines portions du grain peuvent être plus brillantes que d'autres; dans certains cas, la brillance est légèrement plus forte quand on regarde par la cathode, dans d'autres quand on regarde par l'anode; nous pensons d'ailleurs que, dans une onde de brillance présentant deux maxima par demi-alternance, les deux maxima ne sont pas émis par la même région des grains (§ 3).

Notons que, s'il y a peu de diélectrique relativement au sulfure (1/10e dans les expériences de Kallmann citées à l'art. I), le passage des électrons de grain à grain est possible comme il résulte de ces expériences : l'alimentation peut venir, soit de la surface des grains, soit de la surface de la cellule contre la cathode, et dans ce second cas les chaînes d'électrons peuvent traverser toute la cellule.

Cellule indiquant l'extension de la zone lumineuse avec la tension (réalisée au laboratoire par M. Villeneuve). — On utilise comme électrodes deux réseaux de fils de cuivre placés sur un gâteau de ZnS (Mn), laissant entre eux un intervalle assez large (4 mm). Le seuil a été trouvé pour une tension appliquée de 3 000 V : la lumière n'apparaît alors que sur quelques dixièmes de millimètre autour des fils. Avec 5 000 V, la lumière est généralisée.

Cellules « sans électrodes ». — Dans un champ intense (50 000 V sur 2 cm), on introduit, soit un cristal de willémite, soit du ZnS aggloméré, soit un tube de verre contenant du sulfure. Le tout est dans l'huile, qui remplit aussi le tube, préalablement purgé d'air, dans le dernier cas.

La substance s'illumine brillamment dans son ensemble. Cela confirme (*voir* discussion des expériences de Piper et Williams) que l'émission lumineuse n'est pas reliée à l'entrée d'électrons provenant de la cathode. On constate de plus (*cf.* art. I, § 7) la nécessité d'une épaisseur suffisante, interprétable par la nécessité d'un grand développement des « chaînes d'électrons » : 1 mm sur la willémite et sur certains échantillons de ZnS; d'autres ZnS étaient lumineux même en grains fins, ce qui peut être attribué à des états de surface plus nombreux et à un seuil plus bas.

On constate que des grains de substance déposés sur les électrodes métalliques sont plus brillamment lumineux que des grains identiques disposés entre les électrodes, qui souvent même restent obscurs.

Ceci confirme l'existence d'une barrière superficielle intrinsèque, mais en général moins importante que la barrière de Mott-Schottky résultant du contact avec la cathode.

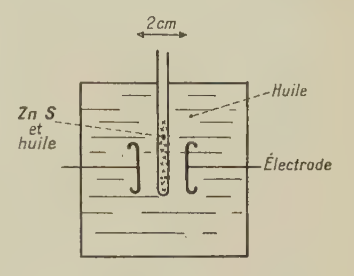


Fig. 10. — Cellule « sans électrodes ».
A l'emplacement du tube, on peut aussi disposer un cristal électroluminescent.

Nature de la barrière superficielle. — Le traitement mathématique d'une barrière métal-semi-conducteur, dans le cas où les états de surface interviennent, a été effectué par Bardeen [24]. Les résultats sont complexes, sauf dans les deux cas limites où les états de surface sont, soit très peu nombreux (la barrière étant alors de Mott-Schottky), soit très nombreux (la barrière étant alors indépendante du contact). Or on est ici le plus souvent dans le cas intermédiaire.

Bardeen a montré — ce qui est assez intuitif — que si N est la densité par centimètre cube des donneurs de répartition spatiale uniforme et n le nombre d'états de surface par centimètre carré, la condition pour que ces derniers jouent un rôle prépondérant est

$$n \gtrsim Nl, \qquad (10)$$

l étant l'épaisseur de la barrière.

Si l'on admet $N \approx 10^{17}$ ou 10^{18} par centimètre cube (densité des pièges et centres), $l \approx 10^{-4}$ cm,

$$n \gtrsim 10^{13} \text{ ou } 10^{14}/\text{cm}^2.$$

Dans le germanium ou le silicium, il semble que la condition (10) serait réalisée. Mais des mesures directes de n ont été faites pour le tellure, par exemple [25], [26] et ont donné

$$n \approx 10^{12}/\text{cm}^2.$$

Des valeurs de cet ordre pour ZnS expliqueraient l'importance de la barrière de Mott-Schottky et le rôle pourtant non négligeable de la barrière intrinsèque.

Notons que Schottky a considéré deux sortes de barrières [27] :

— « Exhaustion layers », où tous les donneurs

sont ionisés, au moins dans la barrière, s'ils ne le sont pas dans l'ensemble du semi-conducteur;

— « Reserve layers », où l'ionisation est incomplète.

Les auteurs semblent considérer une « exhaustion layer » pour l'alimentation de l'électroluminescence. Il nous paraît plus normal de supposer qu'il s'agit d'une « reserve layer », du moins en l'absence de champ : il est nécessaire, pour expliquer cette alimentation, qu'il subsiste des donneurs à ioniser après formation de la barrière; d'autre part, une « exhaustion layer » est généralement le fait de substances à niveaux donneurs peu profonds, déjà en grande partie ionisés thermiquement à l'intérieur de la substance, ce qui n'est pas le cas pour ZnS. Il est toutefois possible que les phénomènes d'ionisation par le champ se produisent dans la barrière lorsque la tension est appliquée ramènent vers l' « exhaustion layer »; mais les donneurs profonds (les centres en particulier) resteront en général non ionisés, même dans la barrière (*voir* ci-dessous).

Nature des états de surface. — Il y a deux espèces d'états de surface :

a. États quantiques de Tamm. Shockley a montré que ces états sont en nombre égal à celui des atomes superficiels; mais ils ne sont remplis que sous certaines conditions. Si $n \approx 10^{12}/\text{cm}^2$, il ne s'agit pas de ces états.

b. Défauts de la surface, atomes étrangers en surface, etc. Par exemple, dans le ZnS qui a été chauffé (oxydé en surface), il s'agit des niveaux donneurs du ZnO.

Nous allons voir que les états qui servent à l'alimentation de la bande de conductibilité ne sont vraisemblablement pas représentés par le modèle hydrogénoïde, qui est assez correct cependant pour les pièges situés à l'intérieur : c'est une raison de plus pour supposer qu'il s'agit d'états de surface. Admettons que si la dimension linéaire du niveau est a, il est vidé par le champ E si sa profondeur est inférieure à la limite

$$\Delta E_m = eEa, \tag{11}$$

[à cette valeur il faut ajouter quelques kT si le mécanisme de Frenkel (§ 2) est admis].

Si l'on pose $a \approx 10^{-6}$ cm, quelle que soit la profondeur du niveau, on a

Tableau I.

E (V/cm).............	10^4	10^6
ΔE_m (eV).............	0,008	0,8

Si l'on pose le modèle hydrogénoïde, dans lequel l'orbite de rang n a pour profondeur

$$E = \frac{R}{K_e^2}\frac{1}{n^2} \qquad (R = 13{,}5 \text{ eV})$$

et pour rayon

$$\frac{a}{2} = K_e a_0 n^2 \qquad (a_0 = 0{,}5 \,.\, 10^{-8} \text{ cm}),$$

K_e constante diélectrique « effective », de l'ordre de 5 pour le ZnS [28], il vient :

Tableau II.

E (V/cm).............	10^4	10^6
ΔE_m (eV).............	0,007	0,06

Le tableau II n'est pas acceptable, puisque conduisant à des niveaux déjà vidés thermiquement à la température ordinaire. L'hypothèse $a \approx 10^{-6}$ cm du tableau I est plus satisfaisante; elle montre d'ailleurs de nouveau que l'alimentation ne peut provenir que d'une région à champ de l'ordre de 10^6 V/cm.

7. **Quelques conclusions pratiques.** — De ce qui précède, on peut tirer les indications générales suivantes :

a. Une bonne cristallisation est nécessaire, tant pour l'effet Gudden-Pohl que pour l'effet Destriau (*cf.* art. I, § 2);

b. L'adjonction de niveaux donneurs favorise les deux effets, la création d'états de surface également;

c. L'existence de pièges est évidemment nécessaire à l'effet Gudden-Pohl de vidage des pièges, et favorise dans une certaine mesure l'effet Destriau (les pièges une fois remplis constituant des donneurs faciles à vider); mais les pièges agissent surtout en sens inverse comme défauts gênant l'accélération des électrons. Finalement la majorité des ZnS donnant l'effet Destriau semblent peu persistants; il existe toutefois des exceptions.

Revenons sur la condition *b.* Elle explique les deux « recettes » suivantes, connues empiriquement pour préparer des sulfures à belle électroluminescence :

— Plusieurs chauffages successifs (oxydation superficielle du ZnS) abaissent les seuils d'électroluminescence (Destriau et Saddy [29]);

— On peut aussi utiliser un mélange ZnO + ZnS que l'on calcine (Destriau et Saddy [29], Fröelich, Prener); la luminescence est plus belle que celle du ZnO ou du ZnS séparés.

Dans les deux cas, ZnO intervient par ses niveaux donneurs; il est en effet bien connu comme de type *n.* La profondeur de ces niveaux semble d'ailleurs très variable suivant les échantillons, allant de quelques centièmes à quelques dixièmes d'électron-volt; mais dans tous les cas il s'agit de niveaux ionisables dans la barrière superficielle.

D'autres considérations interviennent aussi : Destriau et Saddy ont montré [29] que les fortes concentrations en luminogène favorisent l'électroluminescence : pour les ZnS (Cu), à une concentration en Cu de 10^{-3}, la photoluminescence est déjà considérablement affaiblie, alors que l'on n'a encore aucun indice d'une baisse de la sensibilité à l'électroluminescence.

Cela est qualitativement expliqué par le mécanisme admis, suivant lequel l'accélération d'un électron est bien plus souvent interrompue par choc sur un défaut quelconque du réseau que par excitation d'un centre luminogène : plus il y a de luminogène, plus l'excitation d'un centre devient un événement fréquent, et cet effet prime les effets d'extinction.

Enfin nous avons vu (§ 6) le rôle néfaste de la conductibilité du diélectrique enrobant le ZnS.

En résumé, de nombreux facteurs interviennent. Aucune des conditions indiquées ne constitue une règle absolue, permettant de prévoir si la sensibilité à l'électroluminescence sera bonne ou mauvaise; il faut examiner à la fois toutes ces conditions.

Jusqu'à présent, le choix des substances sensibles s'est fait empiriquement; les conditions exposées ci-dessus peuvent permettre de réduire les tâtonnements. C'est surtout de la condition *b* que l'on peut attendre des progrès [10].

Mais, en plus de préciser les points formulés ici, il faut s'attacher à découvrir les autres facteurs intervenant. Pour cela il ne suffit pas de chercher à réaliser directement une belle électroluminescence, il faut étudier parallèlement d'autres propriétés des substances proposées : distribution des pièges (déclin de la phosphorescence et thermoluminescence), distribution des niveaux donneurs (conductibilité à l'obscurité), sections efficaces des pièges et défauts (photoconductibilité), etc. Remarquons que les substances peu sensibles à l'électroluminescence peuvent présenter un réel intérêt si l'on parvient à déterminer pour quelles raisons elles sont précisément peu sensibles.

APPENDICE.

Comparaison avec d'autres théories proposées pour l'électroluminescence. — Suivant le mécanisme admis ici, l'électroluminescence fait intervenir successivement trois processus :

a. Ionisation directe des niveaux donneurs d'électrons;

b. Accélération des électrons ainsi libérés;

c. Perte d'énergie de l'électron accéléré qui, dans les cas favorables, peut s'effectuer par excitation d'un centre luminogène.

Les effets *b* et *c* sont des effets de volume, l'effet *a* est un effet de surface. L'effet *a* alimente la bande de conductibilité en électrons et son intensité diffère considérablement d'une substance à une autre; mais lorsque l'on fait varier la tension appliquée à une cellule donnée, la brillance B varie exponentiellement, comme la probabilité du processus *c* :

$$B = f(E)\,e^{-\frac{b}{E}} \quad [11], \qquad (12)$$

a et *b* n'intervenant que dans le facteur $f(E)$ à variation plus lente.

Envisageons maintenant les autres mécanismes proposés.

1° Possibilité d'une « émission de champ » : émission froide par la cathode ou effet tunnel de Zener. — Dans cette hypothèse, on conserverait l'idée générale d'une ionisation des centres par électrons accélérés (une grande partie de ce qui a été dit dans cet article resterait donc valable); mais, au lieu d'interpréter classiquement le coefficient *b* de l'exponentielle dans (12) en fonction d'un parcours moyen ϖ_m ayant perte d'énergie, on l'interpréterait comme facteur de transmission d'une barrière de potentiel.

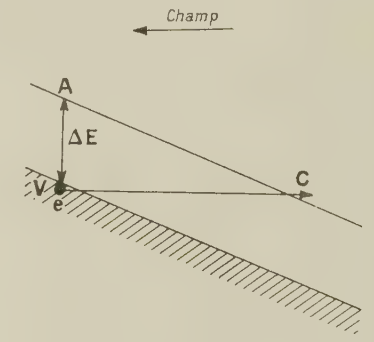


Fig. 11. — Diagramme d'énergie potentielle de l'électron dans l'effet Zener.

V, point de départ de l'électron dans la bande de valence; C, point d'arrivée dans la bande de conductibilité.

En effet, la probabilité d'effet Zener, d'effet Lilienfeld, dépend du champ suivant une loi du type (12).

(10) Tout récemment, Klasens (*Meeting Electroch. Soc.*, New-York, 12-16 avril 1953), s'appuyant sur la nécessité d'une barrière cathodique superficielle, a réalisé de belles cellules électroluminescentes en constituant dans les grains de sulfure une couche superficielle riche en luminogène.

(11) On opposera ce type de loi à la dépendance de la luminescence cathodique B envers la tension d'accélération V :

$$B :: (V - V_0)^n \quad [34].$$

La luminescence cathodique est provoquée par des électrons tombant rapides sur la surface, et se ralentissant une fois dans le cristal, l'électroluminescence par des électrons qui s'accélèrent à l'intérieur du cristal même une fois sortis de la barrière de potentiel superficielle.

Ces effets nécessitent des champs approchant 10^6 V/cm, qui ne se présentent pas dans l'ensemble de la cellule électroluminescente; cela exclut l'attribution de l'ensemble du phénomène lumineux à un effet tunnel, mais il faut un examen plus approfondi pour éliminer l'hypothèse d'une alimentation de la bande par effet tunnel dans la barrière superficielle.

L'effet Zener [30] se décrit comme l'arrivée d'un électron de la bande de valence dans la bande de conductibilité, après traversée de la bande interdite assimilée comme le montre la figure 11, à une barrière de potentiel triangulaire VAC.

Le facteur de transmission de cette barrière est [31] :

$$\exp\left[-\frac{\pi^2}{h}(2m)^{\frac{1}{2}}\frac{\Delta E^{\frac{3}{2}}}{eE}\right], \qquad (13)$$

ΔE distance entre les deux bandes (hauteur de la barrière). Cette expression est bien du type $\exp\left(-\frac{b}{E}\right)$, mais on calcule pour b (dont l'ordre de grandeur dépend peu de ΔE) :

$$b > 10^7 \text{ V/cm}$$

pour ΔE de l'ordre de l'électron-volt. Or l'exposant b de (12) fourni par l'expérience (art. I, § 2) est compris entre 10^4 et 10^5 :

Si l'alimentation de la bande de conductibilité était due à l'effet Zener, sa variation avec le champ serait considérablement plus rapide qu'elle n'est en réalité.

Shockley, qui a étudié l'effet Zener sur jonction $p-n$, donne d'ailleurs des courbes montrant la variation du courant de Zener avec la tension appliquée [31] : la pente abrupte de ces courbes par rapport à celles de brillance en électroluminescence saute aux yeux.

Ainsi l'alimentation par effet Zener semble à exclure dans les conditions usuelles, mais pourrait intervenir si l'on employait des champs beaucoup plus élevés : on peut espérer obtenir des cellules extrêmement brillantes.

La valeur de b pour tout effet tunnel est pratiquement du même ordre. Seule diffère la forme de la barrière. C'est le cas pour l'effet Lilienfeld (émission froide par une cathode) [32]. D'autre part, la possibilité d'une ionisation de niveaux d'impuretés par un mécanisme analogue à l'effet Zener (traversée de la barrière coulombienne entourant ce niveau) a été examinée par Frenkel [8] qui retrouve sensiblement l'expression (13), ΔE étant cette fois la profondeur du niveau. Dans ces conditions, seule l'ionisation par passage de l'électron par-dessus la barrière, dont la dépendance du champ est moins rapide [*cf.* note (2) et équation (11)], est à considérer.

Seule fait exception la composante « en phase » d'onde de brillance de Piper et Williams (*cf.* § 6), apparaissant à des tensions très supérieures au seuil d'électroluminescence : le mécanisme d'effet tunnel envisagé par ces auteurs revient sensiblement à un effet Lilienfeld en provenance de la cathode.

Cas des substances électroluminescentes organiques (Bernanose et al. [33]). — Dans ces deux articles [*voir* art. I, note (1)], nous n'avons considéré que les cristaux minéraux, et exclu l'électroluminescence des corps organiques non cristallins. Pour ces substances, l'hypothèse d'une excitation directe, amenant la molécule sur la courbe de configuration de l'état excité, par effet tunnel, n'est pas exclue : les champs appliqués par Bernanose sont de l'ordre de 10^5 V/cm et les valeurs de b de 10^6 V/cm. Mais il est encore prématuré de préférer ce mécanisme à celui de l'accélération d'électrons suivant un parcours ϖ_m, qui serait alors de quelques 10^{-7} cm (au lieu de 10^{-5} cm dans ZnS et ZnO), soit de l'ordre de grandeur des dimensions moléculaires.

2° Comparaison entre l'électroluminescence et les effets (de surface) d'émission lumineuse par divers redresseurs. — L'un des effets les plus étudiés a été l'émission lumineuse par SiC [35], [36], [37], [38], [39]. Le montage généralement utilisé comprend un cristal de carborandum, fixé à une électrode plane d'une part, amené au contact d'une pointe métallique d'autre part. La lumière apparaît au voisinage de la pointe.

Les phénomènes observés sont très variés, allant jusqu'au changement de sens de la rectification suivant le cristal (Lossew [35]). L'intensité est la plus forte pour la pointe négative; lorsqu'il s'agit du sens difficile, on a d'après Lossew, une luminescence vert bleu qu'il appelle « luminescence I »; lorsqu'il s'agit du sens facile, la « luminescence II ». L'étude a été reprise par Lehovec et al. [38], qui semblent surtout avoir étudié la « luminescence II ».

L'aspect de la luminescence I (points lumineux) semble permettre de l'attribuer à des phénomènes d'émission de champ ayant lieu en certains points à champ particulièrement élevé. La « luminescence II » semble liée à l'existence d'une « couche active », qui serait de type n à la surface d'un cristal de type p à l'intérieur. La couche active n'existe pas dans les cristaux présentant la « luminescence I ».

D'accord sur le point précédent, Lossew et Lehovec diffèrent totalement sur l'interprétation de la luminescence II. Selon Lossew [35], [36] et Claus [37], elle serait due au ralentissement d'électrons qui ont été accélérés dans le champ intense régnant dans et à la surface de la couche active au voisinage de la pointe (*bremsstrahlung*); l'émission lumineuse n'aurait rien à voir avec les centres luminogènes et changerait progressivement de couleur (de l'orangé au violet) avec la tension appliquée. La théorie de Lossew s'appuie sur ce que les mêmes changements

de couleur s'observeraient en irradiant le cristal par des rayons cathodiques de dureté croissante.

Selon Lehovec au contraire [38], la couleur ne changerait pas avec la tension appliquée et l'émission lumineuse serait due à la rentrée d'électrons dans les centres luminogènes : les électrons provenant de la couche *n*, entrant dans la partie *p*, y trouvent des centres vides. Ce processus est désigné sous le nom d'*injection d'électrons à travers une jonction* $p - n$; il y a aussi injection de trous de la partie *p* vers la partie *n*. L'injection a lieu quand la couche *n* est négative (sens facile), et quand la tension est appliquée dans le sens difficile il n'y a pas émission lumineuse; on doit alors observer, à la limite de la couche *n*, une chute brusque de tension, sensiblement dans la région où apparaissait la lumière avec l'autre signe de la tension. C'est effectivement ce qu'observe Lehovec.

Vu les différences de nature entre cristaux, il est d'ailleurs plausible que les deux processus invoqués aient lieu suivant le cas. L'interprétation est particulièrement délicate parce qu'au contraire de ce qui se passe pour ZnS, on n'a pas encore assez de matériel expérimental pour attribuer une couleur déterminée à l'intervention de centres luminogènes de nature connue; d'autre part, l'existence d'une barrière résulte de l'existence du redressement, mais l'attribution de cette barrière à une jonction *p-n* est une hypothèse : on ne connaît pas la constitution de cette couche *n*.

Je ferai seulement observer que l'hypothèse d'une couche superficielle de nature différente du corps du semi-conducteur est faite pour les transistors [23]; en particulier elle constitue dans certains cas la « région d'inversion » dont la possibilité a été prévue par Schottky [27].

L'émission lumineuse par les redresseurs aluminium-électrolyte a été également étudiée, et attribuée suivant les auteurs soit à des phénomènes d'émission de champ [40], soit à une injection de porteurs de charge dans une jonction *p-n* [41]; on sait qu'il se forme une couche d'alumine en surface de l'aluminium : la couche *n* serait alors Al_2O_3 au voisinage de l'aluminium, la couche *p*, Al_2O_3 au voisinage de l'électrolyte [41]. J'ai constaté que la couche d'alumine est si mince que l'on n'observe pas de luminescence en soumettant la plaque d'Al à une irradiation ultraviolette ou cathodique.

Ces effets — qu'il s'agisse d'émission de champ, du ralentissement d'électrons accélérés dans la barrière ou de l'injection de charges dans une jonction *p-n sont des effets de surface, essentiellement limités au voisinage immédiat de la barrière.*

Il a été proposé de considérer l'effet Destriau sur les corps luminescents comme un effet de ce genre.

Les différences essentielles avec l'effet Destriau sont :

1° L'absence de possibilité d'extension de la lumière à l'ensemble de la substance.

Quelle que soit la construction de la cellule, la zone lumineuse reste limitée à la surface d'après le mécanisme de ces effets. Cependant nous avons vu que l'effet Destriau peut aussi se limiter à une zone superficielle (§ 6), pour certains types de cellules. Ce serait encore le cas pour une cellule où le ZnS serait en contact, comme dans la plupart des expériences sur SiC, avec une électrode plane et une électrode en forme de pointe : la lumière apparaîtrait au voisinage de la pointe, ceci indépendamment du mécanisme du phénomène et simplement parce que le champ y est plus élevé. Ceci montre combien, avec certaines cellules, la distinction entre effets de surface et effets de volume peut être délicate.

Mais Lossew a aussi utilisé des cellules symétriques, à cristal serré entre deux électrodes planes [12] donc de construction non essentiellement différente des cellules Destriau. La luminescence II s'observe toujours limitée à la surface. L'accélération entraînant l'électroluminescence ne peut pas se produire dans le corps du SiC, celui-ci étant trop conducteur pour qu'il s'y produise une chute de tension importante.

2° L'intensité lumineuse est proportionnelle au courant électronique traversant le cristal, alors que l'effet Destriau s'observe sur un cristal n'étant pas au contact d'électrodes.

Dans la luminescence I, le courant provient d'électrons arrachés à la cathode à cause du champ élevé (sens difficile); dans la luminescence II, d'électrons franchissant la barrière *p-n*, lorsque la tension est appliquée dans le sens facile, et l'on n'observe rien dans le sens difficile. Dans l'effet Destriau, les électrons proviennent du cristal.

3° (Conséquence de 2°) : les effets lumineux sur redresseur s'observent en tension continue, puisque le courant continue à passer, alors que dans l'effet Destriau, le champ interne s'annule très vite et l'on n'observe plus rien.

4° On n'a pas fait d'essais sur SiC en tension ~; mais on aurait vraisemblablement une onde de brillance en phase avec la tension, comme la composante en phase de Piper et Williams (§ 6), au lieu d'une onde déphasée (influence du champ interne) comme dans l'effet Destriau.

5° Enfin, l'hypothèse d'une jonction *p-n* en surface des grains de ZnS est *a priori* peu soute-

[12] On ne retrouve plus alors la « luminescence I », qui semble nécessiter le champ très élevé au voisinage de la pointe : c'est une raison de plus pour l'attribuer à une émission de champ.

nable : si ZnS est n, même si la couche superficielle est de nature différente de l'intérieur, elle serait également type n (ZnO).

En résumé, la « luminescence I » est due à une émission de champ à travers la barrière superficielle, la « luminescence II » à une injection de charges lorsque cette barrière est supprimée. Les faits observés sur l'effet Destriau ne paraissent pas correspondre à l'une de ces deux hypothèses, exception faite pour la composante « en phase » d'onde de brillance de Piper et Williams dont le mécanisme (analogue à la luminescence I) est tout différent de l'électroluminescence usuelle.

Je remercie vivement MM. Destriau et Mattler, ainsi que toute l'équipe du Laboratoire, pour de fructueux échanges de vues et pour m'avoir communiqué de nombreux résultats non publiés.

Manuscrit reçu le 16 mai 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Destriau G. — *Phil. Mag.*, 1947, **38**, 700.
[2] Roberts S. et Prener J. S. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 191.
Roberts S. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 11.
[3] Waymouth J. F., Jérome C. W. et Gungle W. C. — *The Sylvania Technologist*, 1952, **5**, 54.
[4] Bramley A. et Bramley J. — XIIe Conférence annuelle sur l'Électronique, 27-29 mars 1952, Mass. Inst. of Technology.
[5] Destriau G. et Mattler J. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 529.
[6] Destriau G., Mattler J. et Curie D. — *Comm. Soc. Phys. Paris*, 20 mars 1953.
[7] Mattler J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 237.
[8] Frenkel J. — *Techn. Phys. U. S. S. R.*, 1938, **5**, 685.
[9] Mott N. F. et Gurney R. W. — *Electronic Processes in Ionic Crystals*, Oxford, 1948, p. 196.
[10] Destriau G. — *J. Chim. Phys.*, 1937, **34**, 462.
[11] Destriau G. et Mattler J. — *J. Physique Rad.*, 1945, **6**, 227.
[12] Payne E. C, Mager E. L. et Jérome C. W. — *Ill. Eng.*, 1950, **45**, 688.
[13] Thorington L. — *Spring Meeting Electroch. Soc.*, Philadelphie, 4-8 mai 1952.
[14] Piper W. W. et Williams F. E. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 51.
[15] Destriau G. et Mattler J. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 205.
[16] Bramley A. et Rosenthal J. E. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 1125.
[17] Curie D. — *Thèse*, Paris, 1951, p. 32.
[18] Loudette P. — Diplôme d'études supérieures, Bordeaux, 1939.
[19] Vigean Mme F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1151.
[20] Vigean Mme F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 819.
[21] Vigean Mme F. et Curie D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951 **232**, 955.
[22] Curie D. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 136.
[23] Bardeen J. et Brattain W. H. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1208.
[24] Bardeen J. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 717.
[25] Apker, Taft E. et Dickey J. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1462.
[26] Bernard-Rolland Mme M. T. et Godefroy J. — *Comm. Soc. Phys. Paris*, 17 avril 1953.
[27] Schottky W. et Spenke E. — *Wiss. Veroff. Siemenswerke*, 1939, **18**, 225.
[28] Curie D. — *J. Physique Rad.*, 1950, **12**, 920.
[29] Destriau G. et Saddy J. — *J. Physique Rad.*, 1945, **6**, 12.
[30] Zener C. — *Proc. Roy. Soc.*, 1934, **145**, 523.
[31] Mc Afee K. B., Ryder E. J., Shockley W. et Sparks M. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 651.
[32] Dyke W. P. et Trolan J. K. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 799.
[33] Bernanose A., Comte M. et Vouaux P. — *J. Chim. Phys.*, 1952, **50**, 64.
[34] Strange J. W. et Henderson S. T. — *Proc. Phys. Soc.*, 1946, **58**, 368.
[35] Lossew O. — *Phil. Mag.*, 1928, **6**, 1024.
[36] Lossew O. — *Physik Z.*, 1929, **30**, 920; 1931, **32**, 695; 1933, **34**, 397; *C. R. Acad. Sc. U. S. S. R.*, 1940, **29**, 363.
[37] Claus B. — *Ann. Physik*, 1931, **11**, 331.
[38] Lehovec K., Accardo G. et Jamgochian E. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 603; 1953, **89**, 20.
[39] Sillars R. W. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 136.
[40] Dekker A. J. et Urquhart H. M. A. — *J. Appl. Phys.*, 1950, **21**, 708.
[41] Van Geel W. — *Physica*, 1951, **17**, 761.

INSTALLATION D'UNE SOURCE DE 30 C DE RADIOCOBALT DESTINÉE A DES RECHERCHES RADIOCHIMIQUES

Par MM. A. CHAPIRO, M. COTTIN, M. HAISSINSKY, M. MAGAT, et Mme C. VERMEIL,

Laboratoire de Chimie-Physique et Institut du Radium, Paris.

Sommaire. — On décrit l'installation d'une source de 30 C de radiocobalt et le dispositif de protection nécessaire à son utilisation en radiochimie.

On sait que l'isotope radioactif du cobalt (^{60}Co) peut remplacer avantageusement le radium comme source de rayons γ; en effet, bien que sa période soit beaucoup plus courte que celle du radium (5,3 années au lieu de 1590), son prix d'achat est incomparablement plus bas; de plus le rayonnement γ est émis dans un domaine d'énergies très étroit (2 quanta de 1,1 et 1,3 MeV).

Ayant acquis à Harwell 30 C de ^{60}Co nous avons eu à résoudre un certain nombre de problèmes techniques liés essentiellement à la protection de l'opérateur contre le rayonnement intense et extrêmement dangereux émis par la source tant pendant son transport qu'après sa mise en place dans le dispositif d'irradiation. Nous pensons que la description de l'installation pourra être profitable pour d'autres cas analogues qui vont sans doute se multiplier rapidement sur le continent.

Principe de l'installation de protection. — Avec une source de cette importance, il ne peut être question de s'exposer périodiquement au rayonnement, même pour les durées très courtes nécessaires pour placer ou retirer les produits à irradier. Il faut donc prévoir un dispositif de télé-commande.

On peut en principe envisager deux types de télécommande :

1° Un dispositif permettant de transporter les produits à irradier au voisinage de la source et de les ramener ensuite, la source restant dans une position fixe;

2° Un dispositif permettant d'escamoter la source dans un coffrage blindé; une telle installation permet de s'approcher sans risques du lieu de l'irradiation et même d'y séjourner assez longtemps.

Nous avons adopté le deuxième type d'installation, d'une part pour des considérations d'économie de réalisation et d'autre part parce qu'il peut être utilisé simultanément et indépendamment par plusieurs chercheurs.

La réalisation de l'installation a été grandement simplifiée par l'existence au Laboratoire de Chimie-Physique d'une salle souterraine située à 15 m de profondeur dans un puits muni d'un ascenseur. Cette salle a été aménagée en salle d'irradiation sans protection supplémentaire.

Le principe de l'escamotage consiste à envoyer

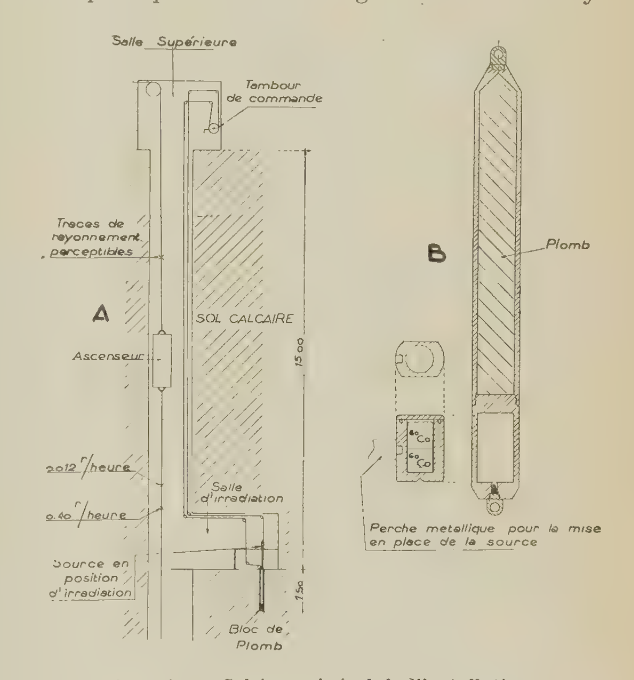


Fig. 1 A. — Schéma général de l'installation.
On a indiqué l'intensité du rayonnement diffusé vers le haut, lorsque la source se trouve en position d'irradiation.

Fig. 1 B. — Coupe du chariot porte-source en aluminium montrant le dispositif de fixation de la source.

la source, coiffée d'un bloc de plomb, au fond d'un trou de 1,50 m creusé dans le sol de la salle d'irradiation. L'escamotage est commandé à distance et le trou renferme un blindage de plomb destiné à absorber le rayonnement.

Le schéma d'ensemble de l'installation est représenté sur la figure 1 A. La figure 2 montre le détail du mécanisme d'escamotage.

La source elle-même est constituée par deux cylindres de cobalt superposés; l'ensemble formant un bloc de 12 mm de diamètre et 24 mm de hauteur, est enfermé dans une petite boîte en aluminium (*fig.* 1 B) (¹).

La boîte s'adapte dans un chariot porte-source en aluminium (*fig.* 1 B); elle est maintenue en position à l'aide d'un sytème de verrouillage à bille et ressort. Ce dispositif a été conçu pour réduire au minimum le temps nécessaire pour la mise en place de la source. La boîte est munie d'un trou fileté permettant de la fixer au bout d'une perche pour le transport.

Le chariot porte-source est monté sur un câble sans fin. La partie supérieure du chariot est remplie de plomb sur une hauteur de 15 cm pour arrêter le rayonnement vertical lorsque la source se trouve en position escamotée au fond du trou. Son extrémité supérieure conique vient s'emboîter exactement dans une pièce d'arrêt destinée à bien définir la position de la source pendant les irradiations.

La commande se fait dans la salle supérieure en agissant sur un treuil. Cette commande à main a été préférée à une commande à moteur en raison de l'humidité qui régnait dans le puits et qui aurait détérioré à la longue le moteur et les connexions électriques. La course totale du chariot est de 2,50 m ce qui correspond à 5 tours du tambour. Toute la manœuvre peut s'effectuer en quelques secondes. Des lampes de signalisation à allumage automatique indiquent le passage du chariot en différents points de sa course.

Les produits à irradier sont disposés sur une table au niveau de la source. Dans le cas de l'irradiation d'un liquide (cas le plus fréquent), celui-ci est versé dans des ampoules que l'on dispose en cercles concentriques autour de la source, sur un support formé de deux plaques de tôle percées de trous.

La température de la salle d'irradiation est maintenue constante à 18 ± 0,5° à l'aide d'un thermorégulateur.

Fig. 2. — Détail du système d'escamotage montrant le chariot porte-source dans les deux positions extrêmes.
A, Vue d'ensemble; B, Bloc de plomb inférieur; C, Brique de plomb.

Transport et mise en place de la source. — Pour la commodité du transport nous avons transféré la source, qui se trouvait dans un caisson de protection en fonte de 750 kg, dans une petite caisse en plomb dont les parois avaient une épaisseur de 14 cm. Cette manœuvre a été effectuée de la manière suivante :

La position de la boîte en aluminium renfermant la source a été examinée avec un miroir. Puis, la boîte a été saisie au moyen d'une perche de 2 m, munie à son extrémité d'un morceau de mastic, et glissée dans la caisse en plomb de manière que le trou fileté (voir *fig.* 1 B) se présente vers le haut. La caisse a été ensuite descendue dans la salle d'irra-

(¹) L'introduction de la source dans cette boîte a été effectuée à Harwell par les soins du Dr. Eastwood que nous tenons à remercier ici.

diation et placée derrière un mur de protection en briques de plomb.

La mise en place définitive de la source dans le chariot porte-source a été faite à l'aide d'une perche de 1,5 m filetée à l'une de ses extrémités que l'on avait vissé dans le trou correspondant de la boîte en aluminium. L'irradiation intense de l'opérateur pendant cette dernière manœuvre a pu être réduite à moins de 5 s.

Efficacité du dispositif de protection. — Lorsque la source est en position d'irradiation, un léger rayonnement diffusé est perceptible dans le puits. L'intensité de ce rayonnement en différents points est indiquée sur la figure 1 A.

Après escamotage de la source, des mesures effectuées avec un compteur portatif ont montré qu'un léger rayonnement de 0,01 à 0,05 r/h subsistait dans la salle d'irradiation dans un rayon d'environ 50 cm autour de la verticale passant par la source (2). Ce rayonnement a été arrêté presque totalement par un massif de plomb supplémentaire.

On voit d'après ces résultats que cette installation assurerait encore une protection suffisante pour une source 10 à 100 fois plus intense.

De très nombreuses irradiations ont été effectuées avec cette source depuis 4 mois et l'on constate que la distribution géométrique du rayonnement est suffisamment reproductible pour ne pas introduire d'erreurs décelables dans les mesures successives.

La source a été achetée sur des crédits spéciaux accordés par le C.N.R.S. L'ensemble de l'installation a été réalisé à l'atelier de mécanique du Laboratoire de Chimie-Physique. M. Bauer, directeur de ce Laboratoire nous a autorisé de disposer de la salle souterraine en accord avec Mlle Cauchois qui l'utilisait dans un autre but. Nous les remercions tous les deux bien sincèrement.

(2) La dose de tolérance généralement admise est de 0,30 r/semaine.

Manuscrit reçu le 8 juillet 1953.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 14, DÉCEMBRE 1953, PAGE 689.

SUR QUELQUES COMPOSÉS DU COBALT ET DU FER A PARAMAGNÉTISME TRÈS FAIBLE ET CONSTANT

Par Mlle A. SERRES,
Laboratoire de Magnétisme, Strasbourg.

Sommaire. — Les coefficients d'aimantation de quelques composés du cobalt et du fer ont été mesurés. Ils conduisent à une valeur constante et très faible ($\chi_A \leq 80.10^{-6}$) pour les ions de cobalt et de fer à couche magnétique saturée.

Dans une étude des alliages nickel-lanthane, J. Wucher [1] a observé que les alliages de concentration atomique comprise entre 0 et 25 pour 100 de nickel, possèdent le même coefficient d'aimantation que le lanthane pur.

J'ai trouvé le même résultat pour les alliages cobalt-lanthane.

Le lanthane provenait du Laboratoire des terres rares de F. Trombe et possédait un paramagnétisme faible, du même ordre que celui mesuré par F. Trombe [2] ($\chi = 1{,}183.10^{-6}$ à 16,6° C).

J'ai mesuré :

1er échantillon :

$$\chi = 1{,}567.10^{-6} \text{ à } 21^\circ\text{C};$$

2e échantillon :

$$\chi = 1{,}052.10^{-6} \text{ à } 17^\circ\text{C}.$$

J'ai préparé deux alliages dans l'intervalle 0-25 pour 100 atomique de Co qui ont donné les résultats suivants :

TABLEAU I.

$La_{6,5}CO$.		La_3CO.	
t (°C).	$\chi.10^6$.	t (°C).	$\chi.10^6$.
18,8	1,32	20	1,39
99,0	1,28	137	1,27
247,0	1,18	340	1,19
621,0	1,14	527	1,14

Pour une concentration en cobalt supérieure

à 25 pour 100 atomique, on obtient des alliages à paramagnétisme beaucoup plus fort et variable avec la température.

Dans les deux alliages étudiés, le cobalt a pris le même coefficient d'aimantation très faible que le lanthane comme le nickel dans les lanthane-nickel. Il n'est pas impossible que les petites variations des χ mesurés puissent être dues à des traces d'impuretés.

Le coefficient d'aimantation du cobalt, indépendant de la température, dans ces alliages est voisin de 80.10^{-6} par atome, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que ceux trouvés dans les complexes du cobalt.

Ce paramagnétisme est, d'après G. Foëx [3], caractéristique d'une couche magnétique vide ou complète de l'ion. Ici le cobalt aurait complété sa couche magnétique à dix électrons. C'est probablement un des rares exemples de substance où le cobalt semble atteindre la configuration saturée par valence négative.

Un essai fait avec un alliage fer-lanthane à environ 5 pour 100 atomique de fer a donné un paramagnétisme normal et variable, et non le paramagnétisme très faible et constant du lanthane. G. Foëx [4] a montré que différentes combinaisons définies possèdent ce même paramagnétisme faible caractéristique des couches magnétiques saturées : des siliciures ($CrSi_2$, $MnSi_2$, $FeSi_2$, $CoSi_2$), la nickeline (NiAs), la pyrite (FeS_2).

Ce dernier composé a été mesuré par Voigt et Kinoshita [5] ($\chi = 0{,}67.10^{-6}$) et Juza et Biltz [6] ($\chi = 0{,}48.10^{-6}$) à la température ordinaire. Jackson [7] parle de valeurs très faibles et indépendantes de la température qu'il a trouvées pour les coefficients d'aimantation de la pyrite et du composé naturel de formule CoAsS. Il considère que, dans ces deux composés, le fer et le cobalt sont, non à l'état d'ions libres comme dans les sels ferreux, mais à l'état d'ions ferreux et cobalteux coordonnés.

J'ai repris l'étude des composés de formule FeS_2 sous les deux formes cristallines existant à l'état naturel : la pyrite (cubique parahémièdre) et la marcasite (orthorhombique). Les deux échantillons étudiés avaient été choisis par M. R. Weil dans la collection de l'Institut de Minéralogie, ce dont je lui suis très reconnaissante. Ils avaient été vérifiés aux rayons X. Ils ont donné les résultats du tableau II. Les χ atomiques de la 3e colonne ont été corrigés du diamagnétisme du soufre ($\chi_A = -15.10^{-6}$).

TABLEAU II.

Pyrite.			Marcasite.		
t (°C).	$\chi.10^6$.	$\chi_A.10^6$.	t (°C).	$\chi.10^6$.	$\chi_A.10^6$.
17,5...	0,523	93	19,5...	1,05	156
67,6...	0,489	89	95,5...	1,00	150
118,5...	0,460	86	131,4...	0,98	148
200,1...	0,436	82	185,7...	0,96	145
96,1...	0,472	87	56,7...	1,03	154
19,0...	0,523	97	20,0...	1,05	156

Les χ sont très faibles et très peu variables. Les petites variations observées et les différences obtenues entre les deux formes cristallines de FeS_2 peuvent s'expliquer par des traces d'impuretés à paramagnétisme normal, que l'on trouve toujours dans les produits naturels en faibles proportions : il suffirait de 2 à 4 pour 1000 de composé ferreux ou ferrique, à constante de Curie de l'ordre de 3,5 à 4,3, pour expliquer les variations observées.

On peut déduire pour l'ion fer à couche saturée un coefficient d'aimantation $\chi_A \leq 80.10^{-6}$.

J'ai étudié également un autre sulfure naturel de formule Co_3S_4, la linnéite, du type spinelle, dans lequel le cobalt est aussi à l'état d'ion coordonné. J'ai mesuré un coefficient d'aimantation constant : $\chi = 1{,}27.10^{-6}$ de 19 à 115° C; soit, après correction du diamagnétisme du soufre : $\chi_A = 150.10^{-6}$ par atome de cobalt. En remarquant que ce composé naturel, à structure de spinelle, peut contenir des traces d'impuretés ferromagnétiques, telles que magnétite ou ferrites, cette valeur de χ_A mesurée est probablement trop forte. Elle paraît compatible avec le nombre 80.10^{-6} trouvé dans les alliages cobalt-lanthane pour l'ion cobalt à couche saturée.

Nous avions pensé que le fer se comporterait de façon analogue dans les composés $FeAs_2$ et $FeSb_2$. Or, le composé naturel de formule $FeAs_2$ (la loellingite) et le produit de synthèse $FeSb_2$ que j'ai étudiés, ont un paramagnétisme beaucoup plus grand que la pyrite et variable avec la température. Il semble que, dans ces composés, le fer se trouve à l'état d'atome neutre, de moment $\mu_B = 2{,}83$ et non à l'état d'ion fer coordonné.

En résumé, dans les composés étudiés, l'ion Co et l'ion Fe à couche magnétique saturée ont un très faible coefficient d'aimantation atomique du même ordre $\sim 80.10^{-6}$, et probablement aussi semblable à celui du Ni dans les alliages nickel-lanthane et dans NiAs par exemple.

Manuscrit reçu le 8 juillet 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] WUCHER J. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 278.
[2] TROMBE F. — *Thèse*, Paris, 1936.
[3] FOËX G. — *Le Magnétisme*. Réunions de Strasbourg, 1939, **3**, 193; *Helv. Phys. Acta*, 1953, **26**, 199.
[4] FOËX G. — *J. Physique Rad.*, 1938, **9**, 41; *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1949, p. D 128.
[5] VOIGT et KINOSHITA. — *Ann. Physik*, 1907, **24**, 492.
[6] JUZA et BILTZ. — *Z. anorg. Chem.*, 1932, **205**, 281.
[7] JACKSON. — *Nature*, 1929, **123**, 279.

UN SPECTROMÈTRE A SCINTILLATION ADAPTÉ AUX ÉTUDES EN COÏNCIDENCE

Par M. LANGEVIN, G. ALLARD et G. CORBÉ,
Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France.

Sommaire. — Le spectromètre γ à scintillation décrit, comporte notamment un amplificateur linéaire et un analyseur d'impulsions à bande variable. Les spectres d'impulsions en coïncidence peuvent être obtenus en utilisant soit un « verrou » compris dans l'amplificateur, soit un amplificateur à coïncidence classique ($\tau = 5.10^{-7}$ s) recevant les impulsions de réponse de l'analyseur.

Une installation de spectrométrie γ par la méthode des scintillations a été réalisée en 1952 au laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France, et a été utilisée depuis pour l'étude de schéma de désintégration (¹). Elle permet en plus de l'étude directe du rayonnement γ celle de la partie de ce rayonnement émis en concïidence avec les β ou γ reçus par un deuxième détecteur; celui-ci peut être soit un compteur de Geiger-Müller, soit un compteur proportionnel, soit un deuxième spectromètre à scintillations.

Nous exposerons d'abord brièvement le principe et les possibilités des deux méthodes utilisées pour permettre l'étude d'un spectre de coïncidence. Les éléments principaux du spectromètre (analyseur d'impulsion, amplificateur et « verrou ») seront ensuite décrits.

Principe. — La première solution (*fig.* 1) consiste à bloquer en permanence la sortie de l'amplificateur du spectromètre sauf pendant un temps court correspondant à l'arrivée de chaque impulsion du deuxième détecteur. Le temps de résolution du dispositif que nous avons réalisé sur ce principe correspond à 3.10^{-6} s. Il pourrait être réduit si l'amplificateur était plus rapide (la bande passante

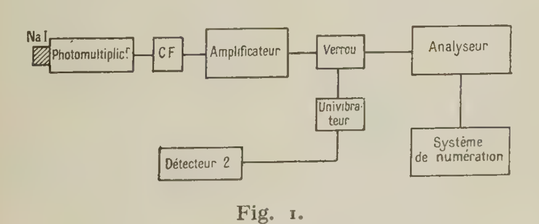


Fig. 1.

de l'amplificateur réalisé est de 600 kc). L'utilisation du système restera cependant soumis à l'inconvénient suivant : si le spectre des impulsions en coïncidence vraie avec celles du deuxième détecteur n'est pas perturbé par le passage du « verrou », le spectre en « coïncidence fortuite » ne correspond pas au spectre total des impulsions du premier détecteur comme on aurait pu s'y attendre. En effet, suivant son instant d'arrivée par rapport à l'ouverture et à la fermeture du verrou, l'impulsion fortuite à analyser peut être tronquée dans des proportions variables.

Dans certains cas, seul son début ou sa fin seront

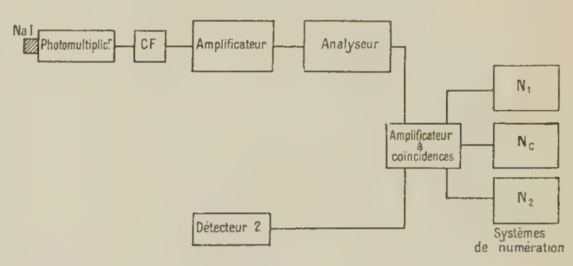


Fig. 2.

transmis par l'amplificateur. Ainsi dans une bande ΔV déterminée de l'analyseur, on trouve des impulsions en coïncidence fortuite dues non seulement à des impulsions du spectre direct contenues dans cette bande, mais aussi à une certaine proportion d'impulsions de hauteur supérieure. On peut donc avoir dans une région d'énergie donnée un accroissement notable du nombre de coïncidences fortuites et impossibilité de le déterminer *a priori*.

Ce système n'est donc commode à utiliser que dans le cas où le nombre total de coïncidences fortuites est négligeable par rapport aux coïncidences vraies.

La deuxième solution (*fig.* 2) consiste à faire intervenir le circuit de coïncidence après la sélection opérée par l'analyseur d'impulsion. Le problème de l'évaluation des coïncidences fortuites est alors résolu normalement, mais si l'on veut atteindre les temps de résolution des amplificateurs à coïncidences classiques (quelques 10^{-7} s), il faut qu'il existe une corrélation étroite dans le temps entre l'impulsion incidente et la réponse de l'analyseur du spectromètre. Ce n'est pas le cas en général dans les analy-

(¹) En particulier, pour ^{123}I [1] et ^{80}Br [2].

seurs à bande : l'impulsion de réponse est décalée par rapport à l'impulsion incidente d'un temps variable selon la hauteur et la forme de celle-ci et selon la largeur de la bande ΔV utilisée (*fig.* 3 *a*). Dans l'analyseur réalisé par nous, le décalage nécessaire à l'envoi de l'impulsion de réponse du premier discriminateur d'amplitude sur le circuit d'anticoïncidence (circuit fermé en cas de dépassement du deuxième seuil) est rendu au contraire constant [2] et égal à 1 μ s au moyen d'une ligne à retard (*fig.* 3 *b*). Le temps de résolution minimum utilisable pour le circuit à coïncidence ne dépend plus alors que du temps de montée de l'amplificateur. (Il faut évidemment que l'impulsion du deuxième détecteur se trouve aussi décalée de 1 μs.) Deux analyseurs identiques de ce type ont été utilisés avec un amplificateur à coïncidence de temps de résolution $5 . 10^{-7}$ s. L'utilisation d'amplificateurs de 2 Mc permettrait d'atteindre avec ces analyseurs le temps de résolution minimum compatible avec la spectrométrie INa—Tl.

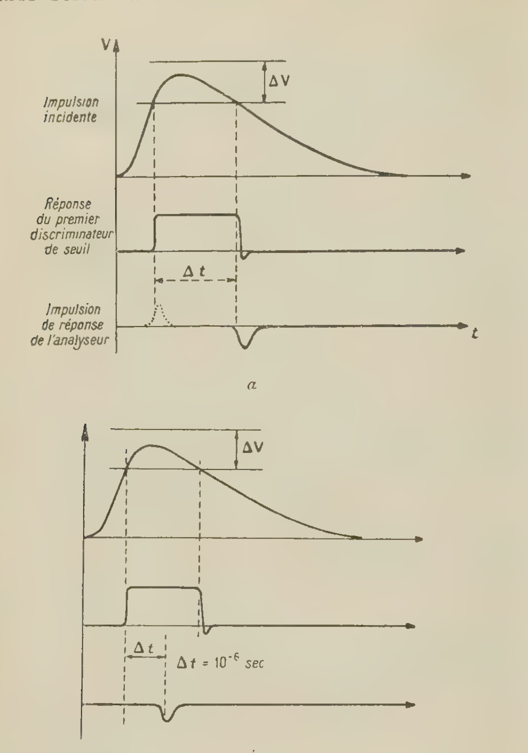


Fig. 3.

Description du spectromètre. — 1° Analyseur d'impulsion. — L'appareil accepte un nombre de 2 000 impulsions réparties au hasard pour une perte de 1 pour 100. Il peut être utilisé à des taux de comptage supérieurs sans graves inconvénients, les impulsions qu'il reçoit doivent avoir un temps de montée inférieur à 1 μs (amplificateur 200 kc), leur temps de descente ne doit pas être inférieur à 2 μs environ. La stabilité de l'appareil est bonne, mais avec une alimentation stabilisée de type courant il est nécessaire de vérifier le réglage après chaque arrêt de fonctionnement. Une alimentation spéciale (*fig.* 4) élimine cet inconvénient par une régulation plus poussée de la tension anodique déterminant les deux seuils de discrimination. Les deux ECC 40 correspondantes ont, de plus, intérêt à être vieillies par chauffage préalable du filament pendant une centaine d'heures.

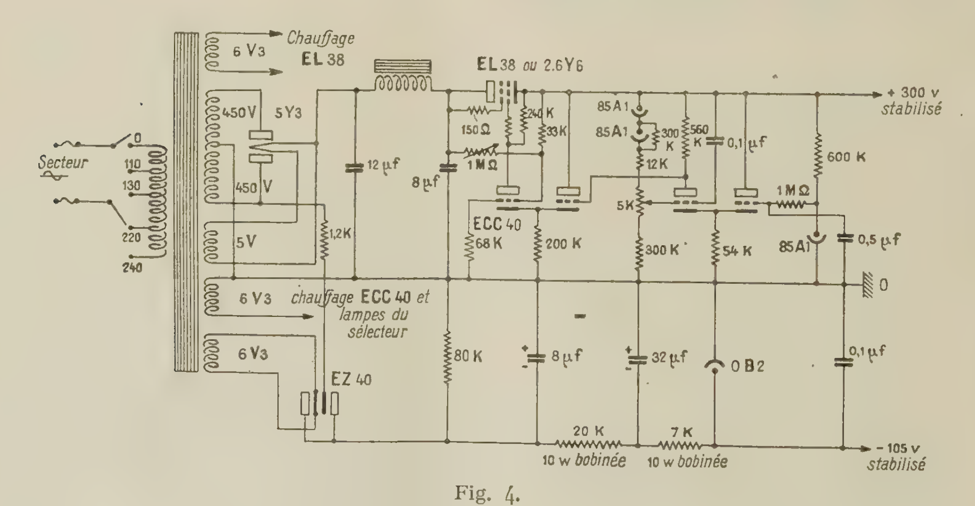


Fig. 4.

L'appareil (*fig.* 5) est composé d'un discriminateur d'amplitude utilisant deux diodes de façon à compenser les variations du potentiel de contact de la diode discriminatrice dans le temps. Le potentiomètre P_1 permet de déplacer le seuil de discrimination de 0 à 100 V. Le système différentiateur est constitué par deux sélecteurs d'amplitude de

[2] Sur ce principe un analyseur a été réalisé par R. Wilson [3].

Schmitt (V_3, V_5) attaqués pour l'intermédiaire de V_2. Le seuil du premier sélecteur d'amplitude est fixé par P_2 à $v = 5$ V, le seuil du second est variable et égal à $v + \Delta v$ la largeur de bande Δv étant réglable par bonds de 0 à 15 V à l'aide d'un diviseur de tension constitué par des résistances bobinées de précision.

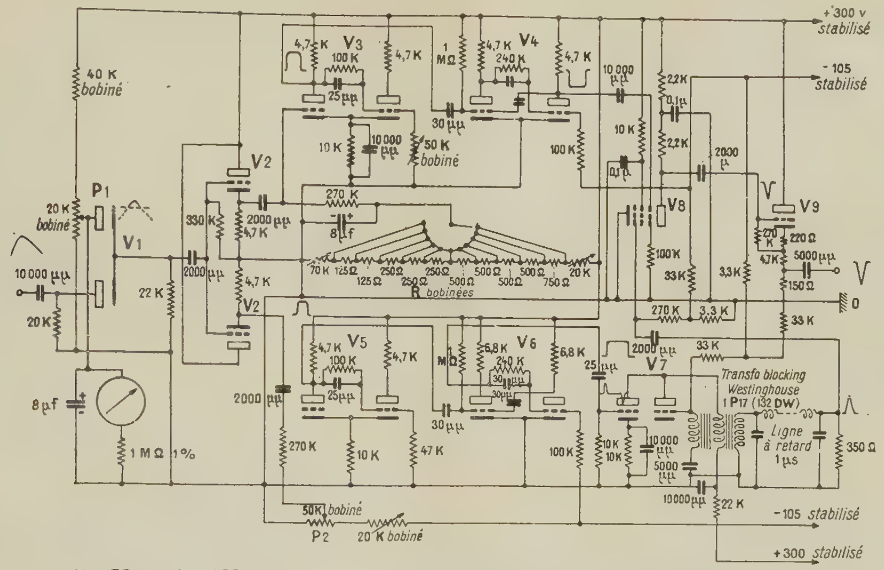


Fig. 5. — Sélecteur d'amplitude à bande.

Le deuxième sélecteur d'amplitude commande un univibrateur V_4 qui bloque par une impulsion rectangulaire de 4.10^{-6} s le tube d'anticoïncidence V_8 (*fig.* 6). Le premier sélecteur d'amplitude fournit par l'intermédiaire de V_6 une impulsion rectangulaire de 5.10^{-6} s qui fixe le temps mort de l'appareil à une valeur connue et évite les ennuis dus à l'arrivée d'une impulsion durant la période de recouvrement de sensibilité de l'univibrateur d'anticoïncidence V_4. L'impulsion de V_6 déclenche à son tour un oscillateur bloqué V_7 qui délivre à travers une ligne retard une impulsion brève ($0,5.10^{-6}$ s) décalée de 10^{-6} s par rapport à l'impulsion initiale. Cette impulsion attaque la grille de commande de V_8. Si l'impulsion d'entrée est en dehors du canal, la lampe est bloquée par V_4; si elle est à l'intérieur du canal (*fig.* 6), V_4 transmet l'impulsion de sortie par l'étage de liaison V_9, soit sur le système de numération, soit à l'entrée de l'amplificateur à coïncidence.

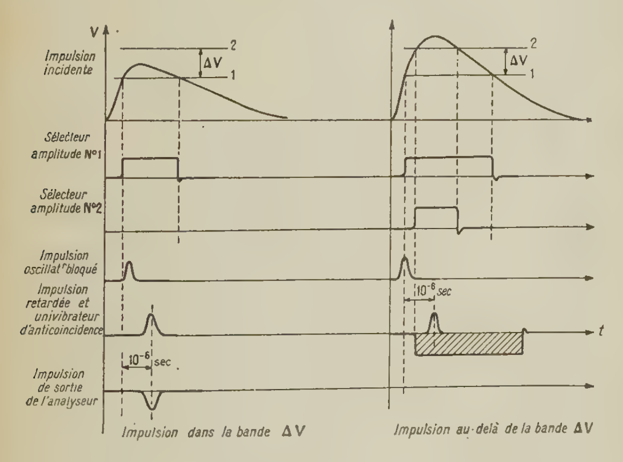


Fig. 6.

2° Amplificateur linéaire (*fig.* 7). — Les impulsions négatives délivrées par le photomultiplicateur (EMI 5311) ne pouvant dépasser environ 1 V pour conserver la proportionnalité en énergie de l'ensemble cristal photomultiplicateur, il est nécessaire de les amplifier avant de pouvoir les analyser en amplitude.

Le nombre des étages du tube photomultiplicateur rend inutile l'emploi d'un amplificateur à gain élevé. Par contre, cet amplificateur doit avoir un temps de montée suffisamment rapide pour l'utilisation du spectromètre en coïncidence, garder sa linéarité jusqu'au niveau de sortie de 130 V et pouvoir accepter sans perturbation notable des impulsions d'entrée de niveau largement supérieur à la zone d'amplitude étudiée.

Les impulsions recueillies sur l'anode du photomultiplicateur sont transmises à l'amplificateur par le tube T_1 (EF 42) monté en cathode asservie. La résistance de cathode de ce tube située dans l'amplificateur est constituée par un atténuateur en Π

de 1000 Ω d'impédance. Un contacteur à deux positions donne les rapports d'atténuation $\frac{1}{1}$ et $\frac{1}{10}$. Un second contacteur permet une atténuation logarithmique de 1 à 10 en 10 positions de raison 1,3. Ce système a été trouvé préférable aux atténuateurs linéaires montés primitivement.

La sortie de l'atténuateur attaque la grille du tube T_2 monté en inverseur de phase et dont la plaque est en liaison directe avec la grille de T_3, premier tube d'une boucle à contre-réaction de gain 100.

On évite par cette liaison directe les effets de saturation provoqués dans la transmission d'impulsions positives d'amplitude élevée par le courant grille du tube suivant. Le tube T_6 permet de ne transmettre à l'analyseur que les impulsions en coïncidence avec une impulsion donnée. Le circuit est constitué par un diviseur de tension comprenant une résistance de 22 000 Ω et l'impédance anode-cathode d'une EL 41 (T_6) dont l'écran est porté à une tension positive faible. Dans ces conditions, si la grille est au potentiel de la cathode, l'impulsion est atténuée dans le rapport $\frac{1}{25}$ et se trouve donc toujours inférieure au seuil de sensibilité de 5 V de l'analyseur d'amplitude. Si le tube EL 41 est bloqué par une impulsion négative rectangulaire de grande amplitude, l'atténuation est ramenée à $\frac{13}{15}$. Cette atténuation étant due aux capacités du circuit.

L'impulsion négative de coïncidence est produite par une double triode ECC 40 montée en univibrateur; sa durée est de 2.10^{-6} s. Compte tenu de la durée de l'impulsion provenant du photo-tube, le temps de résolution de ce dispositif est d'environ 3.10^{-6} s.

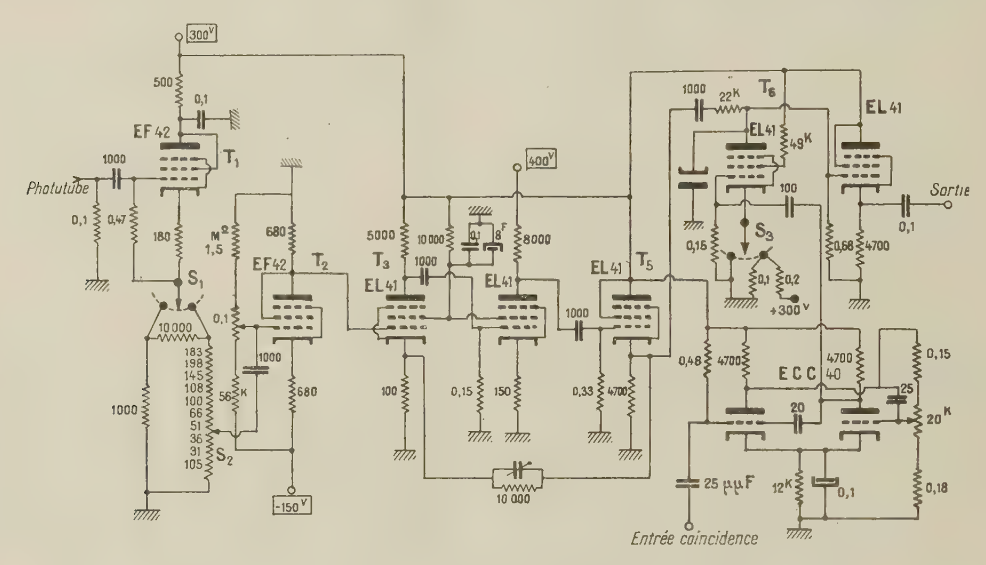


Fig. 7. — Amplificateur linéaire.

Ce travail a été effectué grâce à l'aide financière du C. N. R. S. et sous la direction de M. le Professeur F. Joliot que nous tenons à remercier pour l'intérêt qu'il y a apporté. Nous remercions également Mmes N. Marty et H. Langevin pour leur collaboration à la mise au point du spectromètre.

manuscrit reçu le 2 juin 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Marty N., Langevin H. et Hubert H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1153-1155; *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 663.

[2] Laberrigue-Frolow G., Bernas R. et Langevin H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1246-1248.

[3] Wilson R. — *J. Sc. Instr.*, **29**, 70-72.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 14, DÉCEMBRE 1953, PAGE 695.

SUR LES RÉACTIONS (*dp*) ET (*dn*)

Par J. HOROWITZ et A. M. L. MESSIAH,
Centre d'Études nucléaires de Saclay. Service de Physique mathématique.

Sommaire. — En étudiant les réactions (*dp*) et (*dn*), ou plutôt les réactions équivalentes (*pd*) et (*nd*), nous examinons les conditions de validité de l'approximation de Butler. Son équivalence avec l'approximation de Born a déjà été notée dans la littérature; la théorie de Butler ne tient donc pas compte de la réaction des diverses ondes sortantes. La plus importante est celle de l'onde élastique diffusée du nucléon incident. Après un exposé général de la question, nous établissons des formules qui permettent d'en tenir compte. Nous calculons numériquement les formes $l = 0$ et $l = 1$ dans quelques exemples précis, en supposant que l'onde élastique diffusée est purement « potentielle ». Dans la plupart des cas, les distributions angulaires sont sensiblement les mêmes que dans la théorie de Butler, mais on trouve pour les maximums des sections efficaces différentielles des valeurs de deux à cinq fois plus faibles. On peut simuler grossièrement l'effet de réaction considéré ici en augmentant d'environ 25 pour 100 le rayon nucléaire r_0 figurant dans la formule de Butler.

Introduction. — L'interprétation des distributions angulaires des réactions (*dp*) et (*dn*) à basse énergie au moyen de la théorie du « stripping » de Butler [1] constitue une méthode puissante d'investigation des états des noyaux légers. D'après Butler, une fois données l'énergie incidente E_d et la chaleur de réaction Q, la distribution angulaire du nucléon émergent dépend de façon caractéristique du moment orbital l du nucléon capturé. En fait, le nombre des valeurs de l possibles est considérablement limité par les règles de sélection de moment angulaire et de parité (une seule valeur si le spin du noyau initial ou celui du noyau final est nul); lorsque plusieurs valeurs de l sont possibles, leurs contributions sont purement additives et la distribution angulaire totale est une superposition des distributions angulaires caractéristiques de chaque valeur de l. Toutes ces distributions angulaires ont un pic très prononcé vers l'avant; ce pic se trouve à 0° pour $l = 0$ et se déplace progressivement vers de plus grands angles lorsque l augmente. Les formes des courbes et notamment les positions des pics sont suffisamment distinctes, dans la plupart des cas, pour qu'il soit possible, en les confrontant avec les distributions angulaires expérimentales, de déterminer sans ambiguïté les valeurs de l qui ont contribué à la réaction et d'en déduire la parité relative des noyaux en jeu et éventuellement leur spin.

La méthode de Butler consiste en une résolution approchée de l'équation de Schrödinger. Bhatia et al. [2], d'une part, Daitch et French [3], de l'autre, arrivent au même résultat par application de l'approximation de Born; ces derniers conduisent leur calcul de façon à mettre en évidence l'équivalence des deux méthodes. L'objet du présent travail est de présenter une solution plus rigoureuse du problème et de montrer pourquoi l'approximation de Born permet d'obtenir la distribution angulaire sans grande erreur.

Conformément à tous les traitements antérieurs [1], [2], [3], nous négligerons tout effet coulombien. Les traitements des réactions (*dp*) et (*dn*) sont donc équivalents. Pour fixer les idées nous considérons les réactions (*dp*). Au paragraphe I, nous établissons une formule rigoureuse pour la section efficace. Au paragraphe II, nous montrons comment on passe de cette solution rigoureuse à celle de l'approximation de Born d'une part [2], [3] et à celle que donne Butler de l'autre [1]; nous faisons un examen détaillé de l'équivalence des deux méthodes. Au paragraphe III, nous reprenons l'examen de la formule rigoureuse; dans les traitements antérieurs, la fonction d'onde décrivant l'état stationnaire de collision qui figure dans la formule rigoureuse était remplacée par une onde plane; on négligeait ainsi les effets de réaction; nous montrons qu'on peut tenir compte très simplement de l'effet de réaction à notre avis le plus important, à savoir la réaction due à la diffusion élastique des protons. Au paragraphe IV, nous spécialisons les résultats du paragraphe précédent au cas où la diffusion élastique est purement « potentielle », c'est-à-dire équivalente à la diffusion par une sphère dure de rayon égal au rayon du noyau. Nous nous limitons aux formes $l = 0$ et $l = 1$. Au paragraphe V, divers exemples numériques sont traités avec la théorie du paragraphe IV et les résultats comparés avec ceux que donne la théorie plus simple de Butler; en règle générale on constate que l'effet de réaction dû à la diffusion élastique du proton [ou du neutron pour les réactions (*dn*)] se traduit essentiellement par une réduction d'un facteur 2 à 5 de la section efficace totale, mais que l'allure générale des distributions angulaires est à peine modifiée (déplacement des pics inférieur à 10°).

Le paragraphe VI est consacré à la discussion des approximations faites et à la conclusion.

Afin d'alléger l'exposé général, nous y avons supposé les nucléons et les noyaux sans spins, et les noyaux infiniment lourds. La première de ces deux restrictions est levée à la fin du paragraphe III. Les modifications qui permettent de tenir compte de la masse finie des noyaux sont indiquées en Appendice.

Paragraphe I.

Considérons pour fixer les idées la réaction

$$d + \mathcal{N}_1 \to p + \mathcal{N}_2. \qquad (1)$$

Par commodité, nous allons étudier la réaction inverse

$$p + \mathcal{N}_2 \to d + \mathcal{N}_1. \qquad (2)$$

Formellement le traitement des deux réactions est identique. D'ailleurs les sections efficaces se déduisent l'une de l'autre par application du principe de microréversibilité.

Nous adoptons les conventions et notations suivantes :

$\hbar = 1$;

$\mathbf{r}_n$, $\mathbf{r}_p$, position du neutron, du proton;

$\mathbf{r} = \mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n$, $\mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_n + \mathbf{r}_p)$;

ρ, variables dynamiques de tous les autres nucléons;

$\mathbf{k}$, $\mathbf{K}$, vecteurs d'onde du proton incident, du deuton émergent;

$\frac{t^2}{2M}$, $\frac{\gamma^2}{M}$, énergie de liaison du neutron dans $\mathcal{N}_2$, du deuton;

$\psi_2(\rho, \mathbf{r}_n)$, $\psi_1(\rho)$, $\varphi_d(\mathbf{r})$, fonctions d'onde de $\mathcal{N}_2$, de $\mathcal{N}_1$, du deuton.

L'hamiltonien du système est

$$H = H_\rho - \frac{\nabla_n^2}{2M} - \frac{\nabla_p^2}{2M} + V + N + P, \qquad (3)$$

où V, N, P sont respectivement les interactions n—p, n—$\mathcal{N}_1$, p—$\mathcal{N}_1$ et H_ρ l'hamiltonien de $\mathcal{N}_1$. La conservation de l'énergie s'exprime par

$$\frac{k^2}{2} - \frac{t^2}{2} = \frac{K^2}{4} - \gamma^2. \qquad (4)$$

Soit $\Psi(\rho, \mathbf{r}_n, \mathbf{r}_p)$ la fonction d'onde décrivant l'état stationnaire de collision engendré par le proton incident. C'est la solution de l'équation de Schrödinger :

$$H\Psi = E\Psi, \qquad (5)$$

dont le comportement asymptotique correspond à l'existence du proton incident, du proton élastiquement diffusé, de deuton diffusé conformément à la réaction (2) et de toutes autres réactions énergétiquement possibles telles que (pp'), (pn), $(p\alpha)$, ...

Suivant la méthode de traitement bien connue des problèmes de collision avec réarrangement [4], on écrit :

$$\Psi = \varphi_d(\mathbf{r})\,\psi_1(\rho)\,F(\mathbf{R}) + \text{termes orthogonaux à } \varphi_d\psi_1. \qquad (6)$$

La section efficace de réaction (pd) se déduit aisément de la forme asymptotique de la fonction $F(\mathbf{R})$. C'est évidemment une forme en $\frac{e^{iKR}}{R}$ caractéristique d'une onde divergente. $F(\mathbf{R})$ est en fait la solution ayant ce comportement asymptotique, de l'équation inhomogène du second ordre :

$$[\nabla_R^2 + K^2]\,F = 4M \int \varphi_d^\star \psi_1^\star (N + P)\,\Psi\,\mathrm{d}\mathbf{r}\,\mathrm{d}\rho \qquad (7)$$

qui s'obtient aisément en substituant (6) dans l'équation de Schrödinger (5). On en déduit l'expression suivante pour la forme asymptotique de F :

$$-\frac{M}{\pi}\,\frac{e^{iKR}}{R} \int e^{-i\mathbf{K}.\mathbf{R}}\,\varphi_d^\star \psi_1^\star [N + P]\,\Psi\,\mathrm{d}\mathbf{r}_n\,\mathrm{d}\mathbf{r}_p\,\mathrm{d}\rho. \qquad (8)$$

L'intégrale figurant dans (8) n'est autre que l'élément de matrice

$$\langle d \mid N + P \mid \Psi \rangle,$$

où $|\,d\rangle$ représente un système $d + \mathcal{N}_1$ en onde plane de vecteur $\mathbf{K}$.

D'où la formule pour la section efficace :

$$\sigma_{p \to d} = \frac{2\pi}{v_p} \left| \langle d \mid N + P \mid \Psi \rangle \right|^2 \rho_E \qquad (9)$$

(v_p, vitesse du proton incident; ρ_E, densité des états finaux).

La même méthode conduit à une formule similaire pour la réaction inverse :

$$\sigma_{d \to p} = \frac{2\pi}{v_d} \left| \langle p \mid N + P \mid \Phi \rangle \right|^2 \rho'_E \qquad (10)$$

[$|\,\Phi\rangle$, état stationnaire de collision $(d + \mathcal{N}_1)$; v_d, vitesse du deuton incident; $|\,p\rangle$, onde plane $(p + \mathcal{N}_2)$; ρ'_E, densité des états finaux].

Paragraphe II.

Pour retrouver l'approximation de Born, de Bhatia et al. [2] et de Daitch et French [3] à partir de la formule rigoureuse (10) :

a. On néglige la contribution de l'élément de matrice du potentiel P; cela suppose que l'amplitude de probabilité de présence du proton dans la zone d'action du potentiel P est pratiquement nulle. C'est l'approximation du « stripping ».

b. On remplace $|\Phi\rangle$ par l'onde plane $|d\rangle$. C'est l'approximation de Born proprement dite.

En somme, on substitue dans (10) l'élément de matrice approché (¹) :

$$\langle p \mid V \mid d \rangle. \tag{11}$$

Butler prend un point de départ apparemment différent : Soit r_0 la portée du potentiel N. La méthode consiste à bâtir une fonction d'onde approchée de la forme

$$\Phi = \psi_d + \psi', \tag{12}$$

où ψ_d est une onde plane de deuton coupée à la surface $r_n = r_0$, c'est-à-dire

$$\psi_d = \begin{cases} \varphi_d \psi_1 \, e^{i\mathbf{K}.\mathbf{R}} & \text{pour} \quad r_n > r_0, \\ 0 & \text{pour} \quad r_n < r_0 ; \end{cases} \tag{13}$$

ψ' est fonction propre de l'hamiltonien obtenu en négligeant l'interaction $p - \mathcal{N}_2$ (c'est-à-dire $P + V$) pour la même énergie :

$$\left[H_\rho - \frac{1}{2M} (\nabla_n^2 + \nabla_p^2) + N \right] \psi' = E \psi'. \tag{14}$$

Par hypothèse ψ' contient le proton en onde divergente. Puisque Φ est continu, ψ' doit présenter une discontinuité que compense exactement celle de ψ_d. On peut ainsi bâtir Φ de façon unique. Butler le fait explicitement. Mais on peut voir l'équivalence avec l'approximation de Born sans faire ce calcul explicite.

De façon analogue au traitement rigoureux du paragraphe I, la section efficace se déduit du comportement asymptotique de

$$F'(\mathbf{r}_p) = \int \psi_2^*(\mathbf{r}_n, \rho) \, \psi'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_n, \rho) \, d\mathbf{r}_n \, d\rho ; \tag{15}$$

$F'(\mathbf{r}_p)$ est la solution régulière à l'origine et en onde divergente à l'infini d'une équation qui se déduit de (14) en multipliant les deux membres par ψ_2^* et en intégrant. L'expression obtenue se simplifie à l'aide de l'équation de Schrödinger de ψ_2 :

$$\left[H_\rho - \frac{1}{2M} \nabla_n^2 + N \right] \psi_2 = \left(E - \frac{k^2}{2M} \right) \psi_2, \tag{16}$$

la seule difficulté provenant de la discontinuité de ψ' sur la surface $r = r_0$. Il vient [cf. éq. (7)] :

$$[\nabla_p^2 + k^2] F'(\mathbf{r}_p) = \int [(\nabla_n^2 \psi_2^*) \psi' - \psi_2^* (\nabla_n^2 \psi')] \, d\mathbf{r}_n \, d\rho, \tag{17}$$

$$= \int [\psi_2^* (\nabla_n^2 \psi_d) - (\nabla_n^2 \psi_2^*) \psi_d] \, d\mathbf{r}_n \, d\rho. \tag{17'}$$

La forme (17′) se déduit de la forme (17) par application du théorème de Green et examen des discontinuités par rapport à r_n. Finalement, on obtient pour la section efficace la même expression que (10), sauf que l'élément de matrice y est remplacé par

$$\frac{1}{2M} \int e^{-i\mathbf{k}.\mathbf{r}_p} [\psi_2^* (\nabla_n^2 \psi_d) - (\nabla_n^2 \psi_2^*) \psi_d] \, d\mathbf{r}_p \, d\mathbf{r}_n \, d\rho. \tag{18}$$

Si l'on note que $e^{+i\mathbf{k}.\mathbf{r}_p} \psi_2$ satisfait à l'équation (14), que ψ_d satisfait à une équation similaire obtenue en remplaçant dans (14) le potentiel N par V, et, qu'en raison de la structure de ψ_d, l'intégration de (18) porte sur le domaine $r_n \geq r_0$, où N est nul, il est aisé de voir que (18) est égal à

$$\int e^{-i\mathbf{k}.\mathbf{r}_p} \psi_2^* V \psi_d \, d\mathbf{r}_p \, d\mathbf{r}_n \, d\rho. \tag{19}$$

C'est cette expression qu'il faut comparer à (11). On voit qu'elle s'y ramène, si la contribution du domaine $r_n \leq r_0$ à l'élément de matrice $\langle p \mid V \mid d \rangle$ est négligeable. Daitch et French ont montré que cette contribution affecte relativement peu la distribution angulaire.

En fait, parce que l'intégration (18) porte sur un domaine où N est nul, toutes les quantités figurant dans l'intégrande (²) sont bien connues (ψ_2^* à une normalisation près; cette normalisation est liée à la largeur réduite dans la voie fermée $n + \mathcal{N}_1$ comme nous le verrons plus en détail dans la suite). L'intégration (18) s'effectue aisément [3] et conduit à la formule de Butler.

La méthode de Butler s'inspire du traitement classique des réactions nucléaires : l'espace de configuration est séparé par la surface $r_n = r_0$ en une « région interne » ou zone du noyau composé et une « région externe ». Pour le calcul des sections efficaces, il suffit de résoudre l'équation de Schrödinger dans la « région externe » avec une condition convenable sur la surface. Dans le traitement classique, la résolution de l'équation de Schrödinger dans la « région externe » peut se faire en principe rigoureusement et toute la difficulté réside dans la détermination des conditions sur la surface. Dans le traitement de Butler, on se trouve dans la situation inverse : le rôle du « noyau composé » est joué par le noyau $(n + \mathcal{N}_1) = \mathcal{N}_2$; la condition sur la surface est alors particulièrement simple dans l'hypothèse du « stripping » où l'on néglige l'interaction neutron-proton dans la zone d'action du potentiel N, c'est la dérivée logarithmique caractéristique d'une exponentielle décroissante d'énergie $E - \frac{k^2}{2M}$; par contre, la résolution de l'équation de Schrödinger proprement dite dans la zone externe, à cause de la présence des potentiels V et P, ne peut se faire que de façon approchée. L'approximation de Butler consiste

(¹) Noter que

$$\langle p \mid V \mid d \rangle = \langle p \mid N \mid d \rangle.$$

Daitch et French prennent $\langle p \mid N \mid d \rangle$ pour point de départ.

(²) Nous employons ici et dans la suite de cet article le terme intégrande pour désigner la quantité sous le signe somme.

à prendre une combinaison linéaire d'ondes planes d et p; il n'est donc pas surprenant que son résultat diffère si peu de celui de l'approximation de Born.

Paragraphe III.

Nous présentons dans cette section un traitement plus rigoureux que les précédents. Pour fixer les idées, nous considérons les réactions (pd). Le problème consiste à évaluer l'élément de matrice de l'équation (9), c'est-à-dire

$$I = \langle N \rangle + \langle P \rangle = \langle d \mid N \mid \Psi \rangle + \langle d \mid P \mid \Psi \rangle. \quad (20)$$

Le deuton est un corps étendu dont le « rayon » r_d est notablement supérieur à la portée du potentiel d'interaction V. C'est là un point essentiel qui doit être à la source de toute approximation au calcul de I. Dans le calcul du terme $\langle N \rangle$, seules importent les valeurs qu'atteint Ψ lorsque le neutron est intérieur au noyau ($r_n \leq r_0$) et le proton évolue dans le domaine plus étendu $r \leq r_0 + r_d$. La signification précise de r_0 est ici la portée des forces N et P. La contribution $\langle P \rangle$, par contre, exige que ce soit le proton qui soit intérieur au noyau. On peut donc séparer dans I la contribution de « stripping pur » provenant de la partie de Ψ où le proton évolue dans la couronne sphérique d'épaisseur r_d entourant le noyau, de la contribution interne (tout en réalisant tout l'arbitraire d'une telle séparation). La méthode de Butler revient à ne retenir que le « stripping pur » et à le calculer en remplaçant Ψ par une onde plane. On s'attend à ce que le « stripping pur » soit bien la contribution dominante (sauf peut-être près d'une résonance), et l'extrême anisotropie des courbes expérimentales le confirme. Par contre, rien ne légitime le remplacement de Ψ par une onde plane dans cette région de l'espace. Comme il s'agit d'approximations sur Ψ dans une région où le proton est extérieur au noyau, cela a un sens de séparer dans Ψ l'onde plane incidente et les diverses ondes diffusées (sauf peut-être l'onde diffusée de deuton). De plus, précisément parce qu'il s'agit de la région extérieure, l'importance relative des diverses ondes diffusées est correctement mesurée par la valeur relative des sections efficaces correspondantes. Dans la plupart des cas, c'est la section efficace de diffusion élastique qui est de beaucoup la plus importante; c'est donc avant tout de l'onde diffusée élastique qu'il convient de tenir compte. Nous allons voir qu'il est possible de le faire sans trop de difficulté.

Les calculs sont grandement simplifiés si l'on y remplace la fonction d'onde du deuton φ_d par sa partie asymptotique

$$\varphi'_d = c \frac{e^{-\gamma r}}{r}. \quad (21)$$

C'est certainement une bonne approximation dans l'hypothèse du « stripping pur », où les distances n-p relativement grandes sont en jeu. L'erreur introduite sera estimée plus loin.

Désignons alors par $\Psi'(\rho, \mathbf{r}_n, \mathbf{r}_p)$ la fonction d'onde décrivant l'état stationnaire de collision analogue à Ψ, obtenue en négligeant le potentiel V dans l'équation de Schrödinger. En substituant à φ_d et Ψ dans l'expression (20) les fonctions approchées φ'_d et Ψ' respectivement, on obtient une valeur approchée I' de l'élément de matrice I,

$$I' = 4\pi \frac{c}{M} \int e^{-i\mathbf{K}.\mathbf{r}} \psi_1^*(\rho)\, \Psi'(\rho, \mathbf{r}, \mathbf{r})\, d\rho\, d\mathbf{r}. \quad (22)$$

Cette dernière expression pour I' s'obtient par application du théorème de Green, en faisant usage sucessivement des équations de Schrödinger :

$$\left[H_\rho - \frac{1}{2M}(\nabla_n^2 + \nabla_p^2) - E\right]\Psi' = (N + P)\Psi', \quad (23)$$

$$\left[H_\rho - \frac{1}{2M}(\nabla_n^2 + \nabla_p^2) - E\right]\varphi'_d \psi_1 e^{i\mathbf{K}.\mathbf{R}} = 4\pi \frac{c}{M} \delta(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n)\, e^{i\mathbf{K}.\mathbf{r}_n} \psi_1. \quad (24)$$

En remplaçant Ψ par Ψ', nous avons essentiellement négligé la contribution de l'onde diffusée de deuton; I' constitue le premier terme d'un développement de I en puissance de V, et l'on pourrait estimer l'erreur faite en calculant le terme d'ordre immédiatement supérieur.

Ensuite, pour ne conserver dans Ψ' que l'onde diffusée élastique et l'onde incidente, nous remplaçons P dans l'équation de Schrödinger (23) par un potentiel moyen $\mathfrak{L}$ qui donne correctement les déphasages de diffusion élastique. Nous négligeons ainsi la formation de noyau composé. Soit Ψ'' la solution de cette nouvelle équation de Schrödinger. Dans cette équation les variables se séparent, d'où

$$\Psi'' = \psi_2(\mathbf{r}_n, \rho)\, \mathcal{F}(\mathbf{r}_p), \quad (25)$$

et l'on est conduit à l'élément de matrice approché :

$$I'' = 4\pi \frac{c}{M} \int e^{-i\mathbf{K}.\mathbf{r}} \mathcal{F}(\mathbf{r})\, \mathcal{G}(\mathbf{r})\, d\mathbf{r}, \quad (26)$$

avec

$$\mathcal{G}(\mathbf{r}) = \int \psi_1^*(\rho)\, \psi_2(\mathbf{r}, \rho)\, d\rho. \quad (27)$$

Il est facile de voir qu'on retrouve la formule de Butler [3] en remplaçant dans (26) la fonction $\mathcal{F}(\mathbf{r})$ par une onde plane coupée à $r = r_0$.

Un cas particulièrement intéressant est celui où $\mathfrak{L}$ correspond à la diffusion « potentielle » pure ($\mathfrak{L} = \infty$ pour $r \leq r_0$). Dans ce cas, $\mathcal{F}(\mathbf{r}) = 0$ à l'intérieur du noyau et, comme dans le traitement de Butler [1], [3] l'intégration I'' est limitée aux valeurs externes pour lesquelles $\mathcal{F}(\mathbf{r})$ est complè-

[3] Avec une petite différence due à notre choix particulier φ'_d de fonction d'onde du deuton.

tement connu et $\mathcal{G}(\mathbf{r})$ défini à une normalisation près (plus précisément, il y a autant de coefficients de normalisation que de valeurs l du moment orbital du neutron capturé; le sens physique de ces coefficients sera discuté plus loin).

Dans tout ce qui précède, nucléons et noyaux ont été supposés sans spin. Nous allons maintenant lever cette restriction. Désignons par j_1 et μ_1, le spin total du noyau $\mathcal{N}_1$ et sa composante suivant l'axe des z; j_2 et μ_2, les grandeurs correspondantes relatives au noyau $\mathcal{N}_2$; $\chi^{\pi}_{\frac{1}{2}}$ et χ^{δ}_{1} les états de spin du proton incident et du deuton émergent. Dans l'équation (9), le carré de l'élément de matrice $|I|^2$ doit être remplacé par la sommation

$$S = \frac{1}{2(2j_2+1)} \sum_{\substack{\pi \quad \delta \\ \mu_1 \quad \mu_2}} |I|^2. \qquad (28)$$

La méthode qui conduit aux approximations (22) et (26) n'est pas modifiée. Notons que, pour aboutir à (26), il n'est pas nécessaire que le potentiel N soit central; par contre, le potentiel moyen $\mathcal{P}$ qui remplace P est supposé tel [4]. La seule modification à apporter à (26) consiste à y insérer les fonctions de spin et à étendre le produit scalaire à l'espace des spins. Soit $\chi^{\nu}_{\frac{1}{2}}$ la fonction de spin du neutron; il est facile d'effectuer la sommation sur π et δ et ramener (28) à

$$S = \frac{3}{4(2j_2+1)} \sum_{\mu_1 \ \nu \ \mu_2} \left| \int 4\pi \frac{c}{M} \times e^{-i\mathbf{K}.\mathbf{r}} \mathcal{F}(\mathbf{r})\, \mathcal{G}^{\nu\mu_1\mu_2}(\mathbf{r})\, d\mathbf{r} \right|^2, \qquad (29)$$

où

$$\mathcal{G}^{\nu\mu_1\mu_2}(\mathbf{r}) = \left\langle \int \chi^{\nu}_{\frac{1}{2}} \psi^{\mu_1 *}_{j_1}(\rho)\, \psi^{\mu_2}_{j_2}(\rho, \mathbf{r})\, d\rho \right\rangle. \qquad (27')$$

Introduisons les fonctions U^{μ}_{j} formées par combinaison de $\chi^{\nu}_{\frac{1}{2}}$ et $\psi^{\mu_1}_{j_1}$,

$$\chi^{\nu}_{\frac{1}{2}} \psi^{\mu_1}_{j_1} = \sum_{j \ \mu} C_{j_1 \frac{1}{2}}(j\mu;\ \mu_1\nu)\, U^{\mu}_{j}. \qquad (30)$$

Les coefficients $C_{j_1\frac{1}{2}}(j\mu;\ \mu_1\nu)$ sont les coefficients usuels de Clebsch-Gordan.

Développons $\psi^{\mu_2}_{j_2}$:

$$\psi^{\mu_2}_{j_2} = \sum_{\substack{l \ m \\ j \ \mu}} \alpha_{jl} C_{jl}(j_2\mu_2;\ \mu m)\, U^{\mu}_{j}\, g^{m}_{l}(\mathbf{r}_n) + \text{termes orthogonaux aux } U^{\mu}_{j}. \qquad (31)$$

([4]) On pourrait en principe, s'affranchir de cette dernière restriction au prix d'assez sérieuses complications formelles.

Substituant (31) dans (27′), on obtient pour le produit scalaire partiel $\mathcal{G}^{\nu\mu_1\mu_2}$ l'expression

$$\mathcal{G}^{\nu\mu_1\mu_2} = \sum_{\substack{l \ m \\ j \ \mu}} \alpha_{jl} C_{j_1\frac{1}{2}}(j\mu;\ \mu_1\nu)\, C_{jl}(j_2\mu_2;\ \mu m)\, g^{m}_{l}(\mathbf{r}), \qquad (32)$$

qui substituée dans (29), donne, compte tenu des relations d'orthogonalité des coefficients de Clebsch-Gordan :

$$S = \frac{3}{4} \sum_{l}{}' \left(\sum_{j} \frac{\alpha^2_{jl}}{2l+1} \right) \left(\sum_{m} |A^{m}_{l}|^2 \right), \qquad (33)$$

avec la notation

$$A^{m}_{l} \equiv 4\pi \frac{c}{M} \int e^{-i\mathbf{K}.\mathbf{r}} \mathcal{F}(\mathbf{r})\, g^{m}_{l}(\mathbf{r})\, d\mathbf{r}. \qquad (34)$$

Rappelons les règles de sélection sur j et l :

$$\left| j_1 - \frac{1}{2} \right| \leqq j \leqq j_1 + \frac{1}{2}, \qquad |j - j_2| \leqq l \leqq j + j_2, \qquad (35)$$

$(-)^l$ = produit des parités de $\mathcal{N}_1$ et $\mathcal{N}_2$.

Comme dans la théorie de Butler, S est une somme de contributions correspondant chacune à une valeur différente du moment orbital l du neutron capturé, et ces contributions n'interfèrent pas.

La forme de $g^{m}_{l}(\mathbf{r})$ peut être très compliquée lorsque $r \leqq r_0$. Mais son comportement à l'extérieur est connu ([5])

$$g^{m}_{l}(\mathbf{r}) = Y^{m}_{l}\, h^{(1)}_{l}(itr) \qquad (r \geqq r_0) \qquad (36)$$

et lorsque, comme dans le cas de la diffusion potentielle pure, l'intégration (34) est limitée aux valeurs externes, l'intégrande est complètement connu. Les A^{m}_{l} sont alors complètement calculables et les seuls paramètres inconnus figurant dans l'expression de la section efficace sont les coefficients de normalisation

$$\sum_{j} \alpha^2_{jl}.$$

En particulier, si une seule valeur de l intervient, la distribution angulaire est complètement déterminée.

α_{jl} est l'amplitude de probabilité relative pour que le neutron apparaisse à la surface du noyau $\mathcal{N}_1$ dans la voie de spin j et de moment orbital l. α^2_{jl} est donc relié simplement à la largeur réduite dans cette voie. Dans certains cas favorables [5], l'interprétation d'autres expériences permet de déterminer les largeurs réduites du noyau $\mathcal{N}_2$; on peut alors prévoir théoriquement non seulement la distribution angulaire de la réaction (*pd*), mais même la valeur absolue de la section efficace.

([5]) Ici et dans la suite de ce travail, nous adoptons les notations de Schiff, *Quantum Mechanics* (Mc Graw Hill, p. 66-79) pour les « fonctions de Bessel sphériques » j_l, n_l, $h^{(1)}_l$.

Paragraphe IV.

Ce paragraphe et les suivants sont consacrés à l'étude des sections efficaces obtenues avec l'élément de matrice I'' dans l'hypothèse où la diffusion est « potentielle » pure. Nous donnerons à cette théorie le nom de théorie « potentielle ». Le modèle sur lequel elle est basée n'est véritablement justifié que lorsqu'on se trouve loin des résonances. Toutefois, même si ces conditions ne sont pas réalisées, le modèle, tout en ayant l'avantage d'être précis et simple, doit permettre d'estimer au moins qualitativement l'importance de l'effet dû à la présence dans Ψ de l'onde diffusée élastique. De plus, les sections efficaces prévues par la théorie « potentielle » dépendent des mêmes paramètres que celles que prévoit la théorie de Butler, à savoir les nombres d'onde k et K (ou encore E_d et Q), le rayon d'action r_0 de la force N, le ou les moments orbitaux du neutron capturé et les paramètres proprement nucléaires $\sum_j \alpha_{jl}^2$. La comparaison des deux théories n'en est que plus facile.

D'après l'équation (33), la distribution angulaire caractéristique d'une valeur de l donnée est

$$W_l = \sum_m |A_l^m|^2. \tag{37}$$

La fonction g_l^m figurant dans l'intégrale de l'expression (34) définissant A_l^m est donnée par l'équation (36). Quant à la fonction d'onde du proton, dans l'hypothèse présente, elle s'écrit (5)

$$\mathcal{F}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}.\mathbf{r}} + f_{sc}(\mathbf{r}), \tag{38}$$

$$f_{sc}(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda\ \mu} 4\pi i^\lambda \alpha_\lambda h_\lambda^{(1)}(kr)\, Y_\lambda^\mu(\Omega)\, Y_\lambda^{\mu\star}(\Omega_k), \tag{39}$$

$$\alpha_\lambda = -j_\lambda(x) \frac{[j_\lambda(x) - in_\lambda(x)]}{j_\lambda^2(x) + n_\lambda^2(x)}\Bigg|_{x=kr_0}, \tag{39'}$$

$\Omega \equiv (\theta, \varphi)$ et $\Omega_k \equiv (\theta_k, \varphi_k)$ sont les coordonnées angulaires des vecteurs $\mathbf{r}$ et $\mathbf{k}$, repérées par rapport à un trièdre dont l'axe des z est dirigé suivant $\mathbf{K}$. Substituant (38) dans (34) :

$$A_l^m = 4\pi \frac{c}{M}(B_l^m + C_l^m), \tag{40}$$

avec

$$B_l^m = \int_{r>r_0} e^{i\mathbf{q}.\mathbf{r}} g_l^m(\mathbf{r})\, d\mathbf{r}, \tag{41}$$

$$\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{K}, \tag{41'}$$

$$C_l^m = \int_{r>r_0} f_{sc}(\mathbf{r})\, e^{-i\mathbf{K}.\mathbf{r}} g_l^m(\mathbf{r})\, d\mathbf{r}. \tag{42}$$

En rayant C_l^m de (40), on retombe sur le résultat de Butler.

Pour les B_l^m, on obtient (*cf.* éq. (5) de la référence [3])

$$B_l^m = 4\pi i^l Y_l^m(\Omega_q) \frac{1}{q^2+t^2} r_0^2 \times \left[h_l^{(1)}(itr) \frac{d}{dr} j_l(qr) - j_l(qr) \frac{d}{dr} h_l^{(1)}(itr) \right]_{r=r_0} \tag{43}$$

(Ω_q, coordonnée angulaire du moment transféré $\mathbf{q}$ dans le système de référence adopté plus haut). En faisant usage de la relation (4), on voit aisément que le facteur $\frac{1}{q^2+t^2}$ est l'amplitude de probabilité de trouver un proton de moment $\mathbf{k}$ dans un deuton dont le centre de masse se déplace avec le moment $\mathbf{K}$ (calculée avec la fonction d'onde φ'_d).

Pour calculer C_l^m, on développe

$$e^{-i\mathbf{K}.\mathbf{r}} = \sum_L \sqrt{4\pi(2L+1)}\,(-i)^L j_L(Kr)\, Y_L^0(\Omega) \tag{44}$$

et l'on substitue dans (42) les expressions (36), (39) et (44). L'intégration angulaire $d\Omega$ ne présente pas de difficulté (*voir* Appendice B) et les C_l^m s'expriment finalement sous forme de séries dont les termes dépendent des intégrales radiales :

$$J(L, l, \lambda) \equiv \int_{r_0}^{\infty} j_L(Kr) h_l^{(1)}(itr)\, h^{(1)}(kr) r^2\, dr. \tag{45}$$

Les méthodes de calcul de ces intégrales radiales sont exposées dans l'Appendice B.

Voici les résultats algébriques complets relatifs aux formes $l = 0$ et $l = 1$. Dans les applications numériques qui suivent, nous nous sommes bornés à ces deux valeurs de l.

1° *Cas* $l = 0$:

$$B_0 = -\frac{\sqrt{4\pi}}{t^2+q^2}\left(\frac{\sin qr_0}{q} + \frac{\cos qr_0}{t}\right) e^{-tr_0}, \tag{46}$$

$$C_0 = \sqrt{4\pi} \sum_{\lambda=0}^{\infty} (2\lambda+1)\alpha_\lambda J(\lambda, 0, \lambda) P_\lambda(\cos\theta_k). \tag{47}$$

2° *Cas* $l = 1$:

$$B_1^m = -\frac{4\pi}{t(t^2+q^2)} \times \left[qr_0\left(1 + \frac{1}{tr_0}\right) j_0(qr_0) + tr_0 j_1(qr_0)\right] e^{-tr_0}\, Y_1^m(\Omega_q), \tag{48}$$

$$Y_1^m(\Omega_q) = \frac{k}{q} Y_1^m(\theta_k, \varphi_k) - \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\, \delta_{m_0} \frac{K}{q} \tag{48'}$$

$$C_1^{\pm 1} = \pm\sqrt{6\pi}\, i\, e^{\pm i\varphi_k} \sum_{\lambda=1}^{\infty} \alpha_\lambda \times [\ J(\lambda+1, 1, \lambda) + J(\lambda-1, 1, \lambda)] P_\lambda^1(\cos\theta_k), \tag{49 a}$$

$$C_1^0 = \sqrt{12\pi}\, i \sum_{\lambda=0}^{\infty} \alpha_\lambda \times [\lambda J(\lambda-1, 1, \lambda) - (\lambda+1) J(\lambda+1, 1, \lambda)] P_\lambda^0(\cos\theta_k). \tag{49 b}$$

Pour les polynomes de Legendre et les polynomes de Legendre associés, nous adoptons les définitions de Magnus et Oberhettinger [6].

Paragraphe V.

A l'aide des formules du paragraphe précédent, nous avons calculé les contributions $l = 0$ et $l = 1$ données par la théorie « potentielle » dans cinq exemples numériques différents correspondant à des valeurs diverses de E_d, Q et r_0; nous comparons les résultats avec ceux de la théorie de Butler. La liste des exemples traités est donnée dans le tableau I, où nous indiquons également les réactions nucléaires correspondantes, les valeurs de kr_0, Kr_0 et tr_0 et, s'il y a lieu, les valeurs de l effectivement obtenues par comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie de Butler. La valeur adoptée pour γ [cf. éq. (21)] est

$$\gamma = 0{,}2318 . 10^{13}\ \text{cm}^{-1}.$$

Dans tous les cas, sauf 3*b*, la valeur de r_0 choisie correspond à la formule

$$r_0 = 1{,}47 \times \left[1 + A^{\frac{1}{3}}\right] . 10^{-13}\ \text{cm}, \qquad (50)$$

où A est le nombre de nucléons du noyau $\mathcal{N}_1$ initial.

TABLEAU I.

Liste des cas particuliers étudiés.

Cas n°.	Réaction.	E_d (MeV).	Q (MeV).	r_0 (10^{-13} cm).	kr_0.	Kr_0.	tr_0.	$l$exp.
1........................	$^9Be(dn)^{10}B$	2,8	+4,36	5,03	2,52	2,36	2,70	1 (a)
2........................	$^9Be(dn)^{10}B^*$	2,8	−1,57	5,03	1,03	2,36	0,85	1 ? (a)
3*a*........................	$^{16}O(dp)^{17}O^*$	2	+1,06	5,17	1,99	2,28	2,06	} 0 (b)
3*b*........................	»	»	»	4	1,54	1,76	1,60	}
4........................	$^{19}F(dp)^{20}F^*$	3,2	+0,9	5,4	2,40	3,00	2,10	0 (c)

(a) F. AJZENBERG, *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 298.
(b) BURGE, BURROWS, GIBSON et ROTBLAT, *Proc. Roy. Soc.*, 1951, **210**, 534. Expériences faites à une énergie plus élevée : $E_d = 7$ MeV.
(c) BROMLEY, BRUNNER et FULBRIGHT, *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 396.

Dans les cas 1 et 2, nous avons tenu compte de la masse finie des noyaux en jeu conformément aux prescriptions de l'Appendice A. Tous les autres cas concernent des noyaux plus lourds; nous avons supposé leurs masses infinies.

Les distributions angulaires obtenues sont tracées sur les figures 1, 2, 3*a*, 3*b* et 4. Lorsque des expériences ont été faites aux énergies considérées, nous avons reporté à titre purement indicatif les points expérimentaux sur les graphiques. Les courbes en trait plein correspondent à la théorie « potentielle », celles en tiret à celle de Butler; de façon à faciliter la comparaison des deux théories, les deux courbes sont normalisées de façon que leurs ordonnées au maximum soient égales.

Il est intéressant également de connaître le rapport des sections efficaces prévues par les deux théories. Le tableau II donne, dans chaque cas étudié, le rapport s de la valeur maximum de la section efficace prévue par la théorie de Butler à celle que donne la théorie « potentielle ».

Dans la discussion, il importe de mettre à part les cas tels que 2 qui correspondent à une faible valeur de t (réactions à Q négatifs), cas où l'accord entre la théorie de Butler et l'expérience est rendu douteux. Les courbes caractéristiques des différentes valeurs de l ne présentent pas entre elles les différences marquées aux petits angles que l'on observe dans les autres cas.

TABLEAU II.

Rapports des maxima des sections efficaces prévus par les deux théories.

Cas n°.	Réaction.	s_0 (forme $l = 0$).	s_1 (forme $l = 1$).
1..........	$^9Be(dn)^{10}B$	5,81	2,70
2..........	$^9Be(dn)^{10}B^*$	3,96	3,27
3*a*..........	$^{16}O(dp)^{17}O^*$	2,71	1,30
3*b*..........	»	2,42	2,04
4..........	$^{19}F(dp)^{20}F^*$	2,65	2,10

Comparons donc les deux théories dans les cas 1, 3 et 4. Dans ces cas « orthodoxes », aussi bien avec une théorie qu'avec l'autre, les distributions angulaires sont peu sensibles au choix de r_0 (cf. *fig.* 3*a* et 3*b*) et les formes correspondant à des valeurs différentes de l se séparent bien. La similarité des distributions angulaires prévues par les deux théories est frappante. L'examen du tableau II montre, par contre, que les sections efficaces que nous obtenons sont nettement moins grandes que celles qu'obtient Butler. La réaction de l'onde élastique diffusée a donc pour effet essentiel de diminuer la section efficace en valeur absolue sans affecter sensiblement sa dépendance angulaire. Le facteur de réduction est en moyenne de 2 à 3; mais il varie notablement d'un cas à l'autre : on notera la valeur extrême $s_0 = 5{,}81$ dans le cas n° 1. On notera aussi,

que dans tous les cas considérés : $s_0 > s_1$. Il semble donc que le facteur de réduction soit d'autant plus important que l est faible.

Pour mieux comprendre l'effet de réaction de l'onde élastique diffusée, on peut examiner le développement des amplitudes A_l^m en harmoniques sphériques et comparer dans chaque cas les contributions à chaque harmonique sphérique du terme B_l^m, seul présent dans la théorie de Butler, à celles du terme C_l^m introduit par la présence de l'onde élastique diffusée. Nous ne donnerons pas ici les détails numériques de cette étude et nous indiquerons seulement les résultats généraux.

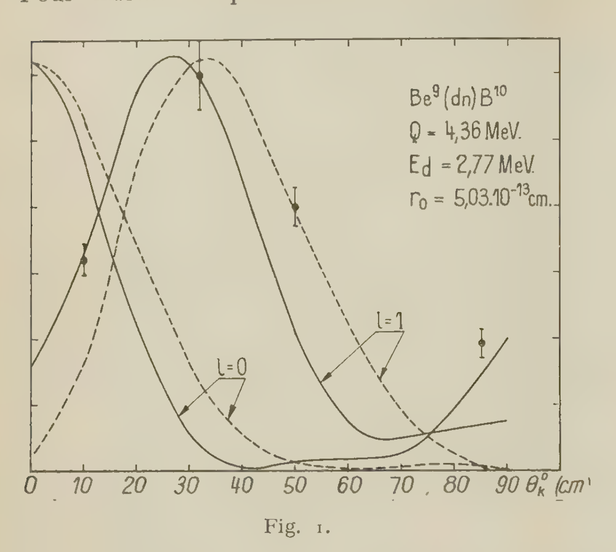


Fig. 1.

On constate que le développement de B_l^m converge plus lentement que celui de C_l^m. Les coefficients du développement de B_l^m en harmoniques sphériques atteignent leur maximum aux environs de $\lambda \simeq kr_0$, puis décroissent lentement pour des valeurs supérieures du moment orbital λ du proton. Ce fait avait déjà été noté par Butler [1]. Cela correspond bien à l'idée qu'on se fait des réactions de « stripping » telle que nous l'avons exposée au début du paragraphe III : les paramètres d'impact du proton

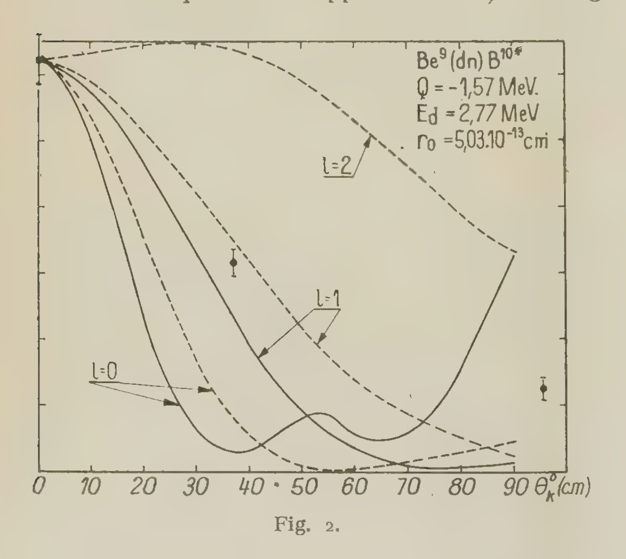
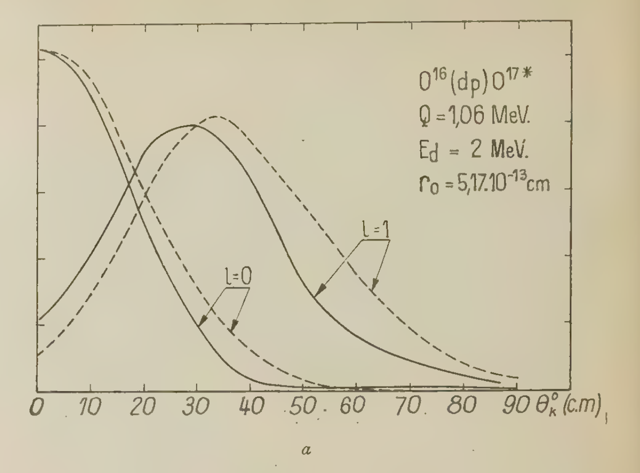
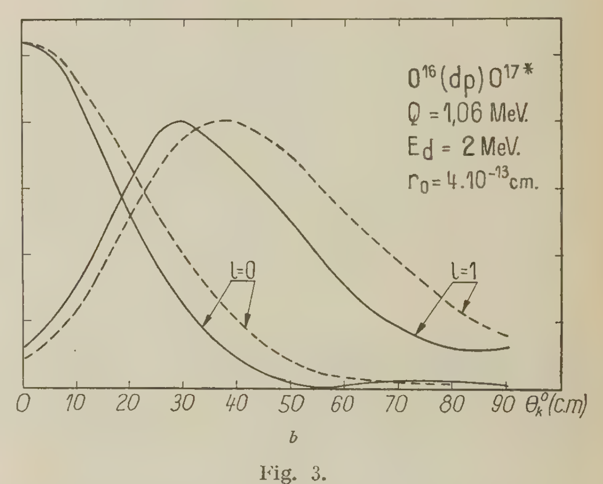


Fig. 2.



a



b

Fig. 3.

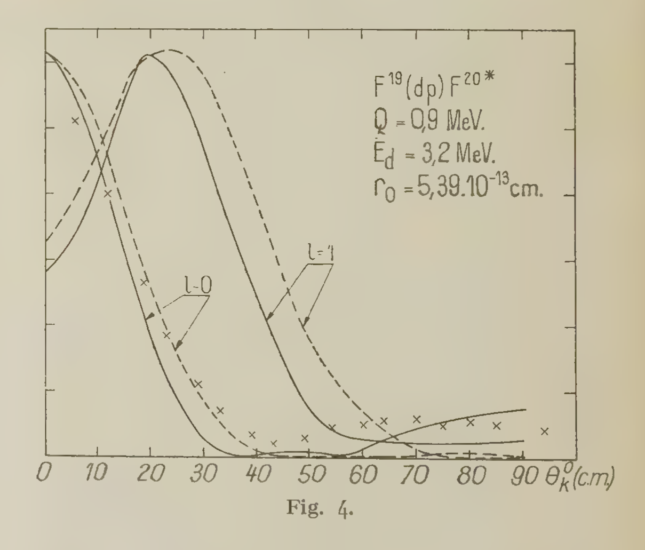


Fig. 4.

en jeu peuvent aller jusqu'à $r_0 + r_d$, à l'inverse des autres types de réactions nucléaires où le paramètre d'impact ne dépasse pas r_0.

Dans C_l^m, par contre, les moments orbitaux du proton intervenant de façon significative sont de l'ordre ou inférieurs à kr_0. Ceci n'est pas surprenant puisque la contribution C_l^m provient de l'onde diffusée élastique du proton pour laquelle le paramètre d'impact ne dépasse pas r_0. C_l^m se sépare en deux termes : le plus important des deux est cohérent avec B_l^m et interfère destructivement avec lui, l'autre est incohérent avec B_l^m et donne lieu à une petite correction.

En définitive, la réaction de l'onde diffusée élastique se traduit essentiellement par un affaiblissement des contributions correspondant aux moments orbitaux inférieurs : $\lambda \leq kr_0$. Il est à prévoir que l'on pourra simuler un tel effet en augmentant le rayon r_0 dans la formule de Butler, puisque cela revient à couper l'onde plane à une distance plus grande, autrement dit à favoriser les paramètres d'impact plus grands, donc les grands moments orbitaux λ au détriment des petits.

Effectivement, dans les quatre cas « orthodoxes » considérés, on retrouve très sensiblement la distribution angulaire donnée par la théorie « potentielle » si l'on majore le paramètre r_0 d'environ 25 pour 100 dans la formule de Butler. En particulier, on amène ainsi les pics $l = 1$ à coïncider. Notons que cette augmentation de r_0 a également pour effet de réduire la section efficace d'un facteur de l'ordre de grandeur du facteur s tabulé dans le tableau II.

Bref, tant qu'on ne s'intéresse pas aux valeurs absolues, on s'attend à un bon accord entre la théorie de Butler et l'expérience; l'accord peut être rendu meilleur si l'on considère r_0 comme un paramètre ajustable. Bien entendu, r_0 cesse d'avoir un sens physique; on s'attend seulement à ce qu'il soit un peu plus grand que le rayon du noyau $\mathcal{N}_1$.

Cette incertitude dans le choix de r_0 n'a pas grande importance dans l'application de la théorie de Butler à la spectroscopie nucléaire, où le moment orbital l du nucléon capturé est le seul renseignement que l'on cherche à tirer des distributions angulaires expérimentales, car les distributions angulaires prévues par la théorie de Butler sont suffisamment peu sensibles aux variations de r_0 [6] pour permettre sans ambiguïté de déterminer l malgré l'incertitude sur la valeur à donner à r_0.

Dans tous les cas où la théorie de Butler a été utilisée avec succès, il a suffi de prendre la valeur de r_0 donnée par la formule (50) pour obtenir un accord suffisant.

Il convient de noter que dans la théorie « potentielle » le paramètre r_0 a une signification physique bien déterminée. On pourrait donc être tenté d'utiliser la théorie « potentielle » pour mesurer r_0 et comparer la valeur trouvée à d'autres déterminations. Cependant une telle mesure ne pourrait être très précise parce que les distributions angulaires données par la théorie « potentielle » sont elles aussi très peu sensibles aux variations de r_0. Elles sont en général moins sensibles, semble-t-il, que celles que prédit la théorie de Butler; c'est ce qu'illustre la comparaison des figures 3*a* et 3*b* [7]. D'autre part, de par sa définition même, r_0 ne peut être déterminé avec une grande précision et une formule telle que (50) ne peut être qu'approchée; l'indétermination sur r_0 est de l'ordre de grandeur de l'inverse du nombre d'onde moyen d'un nucléon dans le noyau, soit environ 10^{-13} cm selon une estimation bien connue. En confrontant théorie et expérience, on ne peut espérer mieux que de voir les points expérimentaux se placer dans le domaine balayé par les courbes théoriques lorsque r_0 varie dans des limites de cet ordre. Dans les cas « orthodoxes » tels que ceux considérés ici les régions balayées sont très réduites, les diverses formes l bien séparées et c'est ce qui rend la détermination de l possible.

Il nous reste à examiner le cas 2. Nous l'avons traité à titre d'illustration de cas « non orthodoxes » où l'interprétation basée sur la théorie de Butler est sujette à caution : les formes correspondant aux différentes valeurs de l ne sont pas assez distinctes les unes des autres pour que malgré l'arbitraire du paramètre r_0 les points expérimentaux puissent être attribués sans ambiguïté à l'une d'entre elles. On a donc besoin d'une théorie plus rigoureuse. Dans la théorie « potentielle », r_0 a un sens plus précis et la comparaison théorie-expérience est nettement en faveur de $l = 1$ (dans cette comparaison nous ne tenons compte que des deux points expérimentaux à petit angle). Il n'est pas exclu cependant que l'on ait un mélange $l = 0$ et $l = 2$ et des points expérimentaux supplémentaires à des angles petits seraient souhaitables.

Paragraphe VI.

Passons en revue les approximations qui sont à la base des calculs précédents. Nous rappelons pour mémoire que nous avons négligé tout effet coulombien.

Comme nous l'avons indiqué, le choix de la fonction d'onde (21) pour le deuton ne peut introduire qu'une faible erreur parce que les distances *n-p* mises en jeu sont grandes par rapport à la portée

(6) A l'exception de certains cas « non orthodoxes » (correspondant en général à Q petit). Un exemple particulièrement frappant est le cas de la réaction $^{16}O(dn)^{17}F$ ($Q = -1,9$ Me V), où l'extrême sensibilité des courbes au choix de r_0 interdit toute interprétation des expériences par la théorie de Butler.

(7) Nous l'avons également vérifié dans le cas $^{16}O(dn)^{17}F$ déjà cité dans la note (6), où nous avons fait des calculs analogues à ceux qui sont rapportés dans cet article, à une énergie incidente $E_d = 7$ MeV.

du potentiel V. On obtient d'ailleurs une estimation simple de cette erreur en comparant les courbes de Butler calculées à partir de (21) (comme nous l'avons fait au paragraphe V) avec les courbes calculées au moyen d'une fonction d'onde plus précise, celle de Hulten par exemple. La différence trouvée est très faible.

Ceci étant nous rappelons que la relation (26) a été obtenue :

a. En remplaçant l'interaction $\mathcal{N}_1 - p$ par un potentiel moyen $\mathcal{V}$.

b. En négligeant dans le $\Psi(\mathcal{V})$ ainsi obtenu toute contribution venant de V.

Remplacer l'onde stationnaire de collision véritable Ψ par $\Psi(\mathcal{V})$ constitue non une approximation, mais une bonne définition du « pick-up » pur pourvu que $\Psi(\mathcal{V})$ et Ψ donnent lieu à la même diffusion élastique et qu'aucune autre approximation ne soit effectuée sur $\Psi(\mathcal{V})$. La contribution de $\Psi - \Psi(\mathcal{V})$ est attribuée au mécanisme de « formation de noyau composé ». C'est quand on se trouve entre deux résonances $(p + \mathcal{N}_2)$ et loin de chacune d'elles qu'il est le plus légitime de remplacer Ψ par $\Psi(\mathcal{V})$ dans la comparaison avec l'expérience. C'est également dans ces conditions que le choix que nous avons fait pour $\mathcal{V}$ est le plus justifié. Mais en faisant l'approximation *b* nous n'avons retenu dans Ψ que l'onde plane + l'onde diffusée élastiquement; nous avons ainsi négligé en plus d'autres effets de réactions celui de la réaction (*pd*) elle-même, qui dans les conditions favorables décrites ci-dessus est seul susceptible d'être important. Cet effet est malheureusement difficile à estimer, de plus, contrairement à ce qui se passe pour l'effet de l'onde diffusée élastique, il affecte toutes les valeurs du moment orbital du proton mis en jeu dans la réaction; si donc cet effet de réaction était important, il pourrait modifier sensiblement l'allure des courbes théoriques. Ceci pourrait bien être le cas lorsque t est faible comme dans l'exemple 2 du paragraphe précédent; lorsque t est faible, en effet, le neutron a d'autant plus de chances de se trouver en dehors du noyau $\mathcal{N}_1$ et la réaction (*pd*) d'autant plus de chances d'être importante.

Lorsqu'on se trouve près d'une résonance $(p + \mathcal{N}_2)$, le remplacement de Ψ par $\Psi(\mathcal{V})$ est moins justifié; les effets des autres réactions pouvant devenir importants et l'onde de diffusion élastique étant de plus notablement différente de celle que nous avons admise. Mais il est à prévoir que l'extrême anisotropie des courbes n'en sera pas trop affectée, tous ces effets concernant les moments orbitaux relativement faibles. Il y aurait grand intérêt à faire une étude expérimentale soigneuse des sections efficaces (*dp*) en faisant varier l'énergie dans une zone où l'on traverse une résonance. Loin de la résonance, la distribution angulaire due surtout au « pick-up » permettrait de vérifier la théorie « potentielle ». Près de la résonance on obtiendrait des renseignements précieux sur les contributions respectives des deux mécanismes cités plus haut. L'étude de la réaction $^{16}O(dp)^{17}O^*$ sera prochainement entreprise au laboratoire du C.E.N. en relation avec ces problèmes.

Toutes ces réserves faites, notre étude permet de comprendre pourquoi la théorie de Butler prévoit correctement (mis à part les réactions à Q négatifs) les distributions angulaires des réactions (*dp*), (*dn*), surtout si l'on y considère le paramètre r_0 comme un paramètre ajustable.

Si l'on égale le paramètre r_0 à la portée du potentiel nucléaire auquel est soumis le nucléon capturé, les distributions angulaires sont encore données avec une précision satisfaisante; toutefois les valeurs absolues des sections efficaces sont notablement surestimées. La théorie plus rigoureuse que nous proposons prétend prévoir correctement ces valeurs absolues lorsqu'on connaît les largeurs réduites dans les voies fermées où le nucléon est capturé. On obtient donc une mesure expérimentale de ces largeurs réduites que l'on peut, dans certains cas favorables, comparer aux déterminations des mêmes grandeurs obtenues à l'aide d'autres expériences; il y a là une vérification possible de la méthode [5].

Un autre moyen de vérification réside dans les corrélations angulaires ($dp\gamma$). Dans la théorie de Butler [7], la distribution des rayons γ possède la propriété remarquable d'être symétrique autour du vecteur moment transféré $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{K}$. Il est facile de voir que cette propriété disparaît dans notre théorie. Nous nous proposons prochainement de faire un calcul explicite de corrélations angulaires ($dp\gamma$) sur un exemple particulier qui puisse être expérimenté au laboratoire du C.E.N.

Nous tenons à remercier le Bureau de Calcul de notre Service qui, sous la direction de Mlle D. Roi a exécuté les calculs numériques.

APPENDICE A.

Calcul de l'élément de matrice, compte tenu de la masse finie des noyaux.

L'expression (26) de l'élément de matrice calculée au paragraphe III n'est valable que dans la limite où les noyaux $\mathcal{N}_1$ et $\mathcal{N}_2$ sont supposés infiniment lourds. Si l'on veut s'affranchir de cette restriction, il faut modifier les définitions de $\mathbf{r}_p$, $\mathbf{r}_n$, $\mathbf{r}$, $\mathbf{R}$, t.

Soit A le nombre de nucléons de $\mathcal{N}_1$. Nous adoptons les définitions suivantes (voir *fig.* 5) :

$\mathbf{r}_p$, coordonnée de p par rapport au centre de masse de $\mathcal{N}_2$; masse réduite, $\frac{A+1}{A+2}M$;

$\mathbf{r}_n$, coordonnée de n par rapport au centre de masse de $\mathcal{N}_1$; masse réduite, $\frac{A}{A+1}M$;

$\mathbf{r}$, coordonnée de p par rapport à n; masse réduite, $\frac{1}{2}M$;

$\mathbf{R}$, coordonnée du centre de masse du deutéron par rapport à celui de $\mathcal{N}_1$; masse réduite, $\frac{2A}{A+2}M$.

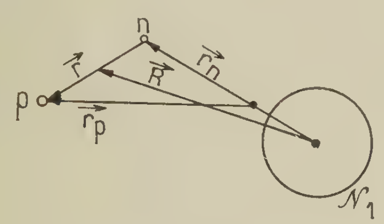


Fig. 5.

On a l'égalité entre les laplaciens correspondants :

$$\frac{A+2}{2(A+1)}\nabla_p^2+\frac{A+1}{2A}\nabla_n^2=\frac{A+2}{4A}\nabla_R^2+\nabla_r^2 \quad (\mathrm{A}.1)$$

et l'équation de conservation de l'énergie (4) est remplacée par

$$\frac{A+2}{2(A+1)}k^2-\frac{A+1}{2A}t^2=\frac{A+2}{4A}K^2-\gamma^2; \quad (\mathrm{A}.2)$$

k et K désignent les vecteurs d'ondes de p et d relativement aux centres de masse de $\mathcal{N}_2$ et $\mathcal{N}_1$ respectivement. On note dans (A.2) la nouvelle définition de t en fonction de l'énergie de liaison $\frac{A+1}{2A}t^2$ du neutron au noyau $\mathcal{N}_1$.

Ceci fait, les seules modifications à apporter aux équations (3) à (21) consistent à remplacer les masses qui y figurent par les masses réduites convenables. Dans (24), il faut, au surplus, remplacer la fonction δ du second membre, par

$$\delta\left[\mathbf{r}_p-\frac{A}{A+1}\mathbf{r}_n\right];$$

par suite, l'argument de Ψ' dans (22) est modifié :

$$\Psi'\left(\rho,\ \mathbf{r},\ \frac{A}{A+1}\mathbf{r}\right).$$

Si alors on remplace P par un potentiel moyen $\mathcal{X}$ qui n'est fonction que de $\mathbf{r}_p$ (et non de la coordonnée de p par rapport au centre de masse de $\mathcal{N}_1$ comme ce serait plus logique de le faire puisque P représente l'interaction $p-\mathcal{N}_1$), on obtient pour I'' la formule

$$I''=4\pi\frac{c}{M}\int e^{-i\mathbf{K}.\mathbf{r}}\mathcal{F}\left(\frac{A}{A+1}\mathbf{r}\right)\mathcal{G}(\mathbf{r})\,d\mathbf{r}. \quad (\mathrm{A}.3)$$

De la même façon (34) doit être remplacé par

$$A_l^m=4\pi\frac{c}{M}\int e^{-i\mathbf{K}.\mathbf{r}}\mathcal{F}\left(\frac{A}{A+1}\mathbf{r}\right)\mathcal{G}_l^m(\vec{\mathbf{r}})\,d\mathbf{r}. \quad (\mathrm{A}.4)$$

Dans le cas de la diffusion « potentielle » pure comme dans l'approximation de Butler, la fonction $\mathcal{F}\left(\frac{A}{A+1}\mathbf{r}\right)$ n'est autre que la fonction $\mathcal{F}(\mathbf{r})$ correspondant au vecteur d'onde $\frac{A}{A+1}\mathbf{k}$ au lieu de $\mathbf{k}$ et au rayon $\frac{A+1}{A}r_0$ au lieu de r_0.

De même, les formules (46) à (49) du paragraphe IV sont inchangées pourvu que $\mathbf{k}$, $\mathbf{K}$ et t y aient la signification indiquée plus haut et que dans les définitions de $\mathbf{q}$ et de $J(L, l, \lambda)$ [cf. éq. (41′) et (45)] $\mathbf{k}$ soit remplacé par $\frac{A}{A+1}\mathbf{k}$ et r_0 par $\frac{A+1}{A}r_0$.

APPENDICE B.

Intégrales angulaires et radiales relatives au calcul des C_l^m.

Après substitution de (36), (39) et (44) dans (42), les intégrations angulaires se font à l'aide de la formule

$$\int Y_l^m(\Omega)\,Y_{l'}^{m'}(\Omega)\,Y_{l''}^{m''}(\Omega)\,d\Omega$$
$$=\left[\frac{(2l+1)(2l'+1)(2l''+1)}{4\pi}\right]^{\frac{1}{2}}$$
$$\times V\begin{pmatrix} l & l' & l'' \\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}V\begin{pmatrix} l & l' & l'' \\ m & m' & m''\end{pmatrix}; \quad (\mathrm{B}.1)$$

où les coefficients V sont reliés aux coefficients de Clebsch-Gordan par

$$V\begin{pmatrix} l & l' & l'' \\ m & m' & m''\end{pmatrix}$$
$$=(-)^{l''-m''}(2l''+1)^{-\frac{1}{2}}C_{ll'}(l''\ \ -m'';\ \ m\ \ m'). \quad (\mathrm{B}.2)$$

Les formules (47) et (49) ont été obtenues en explicitant les coefficients de Clebsch-Gordan.

Les intégrales radiales relatives au cas $l=1$ se ramènent à celles du cas $l=0$, par intégration par parties, à l'aide des propriétés bien connues des fonctions de Bessel sphériques (5). On trouve :

$$J(\lambda+1,\ 1,\ \lambda)$$
$$=\frac{i}{t}\left[j_{\lambda+1}(Kr_0)\,h_\lambda^{(1)}(kr_0)\,r_0^2\,\frac{e^{-tr_0}}{tr_0}\right.$$
$$\left.-KJ(\lambda,\ 0,\ \lambda)+kJ(\lambda+1,\ 0,\ \lambda+1)\right], \quad (\mathrm{B}.3a)$$

$$J(\lambda-1,\ 1,\ \lambda)$$
$$=\frac{i}{t}\left[j_{\lambda-1}(Kr_0)\,h_\lambda^{(1)}(kr_0)\,r_0^2\,\frac{e^{-tr_0}}{tr_0}\right.$$
$$\left.+KJ(\lambda,\ 0,\ \lambda)-kJ(\lambda-1,\ 0,\ \lambda-1)\right]. \quad (\mathrm{B}.3b)$$

Les intégrales radiales relatives au cas $l = 0$ doivent être calculées numériquement. Ce calcul peut se faire directement à partir de la définition (45) :

$$J(\lambda, 0, \lambda) \equiv -\int_{r_0}^{\infty} j_l(Kr) \frac{r\, e^{-tr}}{t} h_l^{(1)}(kr)\, dr. \quad (B.4)$$

Dans beaucoup de cas pratiques, notamment lorsque t est petit et que l'intégrande converge trop lentement, il est préférable de modifier (B.4) de la façon suivante :

Partons de la formule classique :

$$\frac{e^{irq}}{irq} = \sum_l (2l+1)\, j_l(k_< r)\, h_l^{(1)}(k_> r)\, P_l(u), \quad (B.5)$$

$k_<$ et $k_>$ désignent respectivement le plus petit et le plus grand des deux moments k et K; u est le cosinus de l'angle (k, K); q est le moment transféré :

$$q = |\mathbf{k} - \mathbf{K}| = (k^2 + K^2 - 2kKu)^{\frac{1}{2}}. \quad (B.6)$$

On en déduit

$$j_l(k_< r)\, h_l^{(1)}(k_> r) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{e^{irq}}{irq} P_l(u)\, du. \quad (B.7)$$

1° Si $k > K$, par substitution de (B.7) dans (B.4), on obtient

$$J(\lambda, 0, \lambda) = \frac{i}{2t} \int_{-1}^{+1} P_\lambda(u)\, du \int_{r_0}^{\infty} \frac{e^{(-t+iq)r}}{q}\, dr$$

$$= -\frac{e^{-tr_0}}{2t} \int_{-1}^{+1} P_\lambda(u) \frac{e^{iqr_0}(q - it)}{q(q^2+t^2)}\, du, \quad (B.8)$$

soit encore en prenant q pour variable :

$$J(\lambda, 0, \lambda) = -\frac{e^{-tr_0}}{2kKt} \int_{k-K}^{k+K} P_\lambda \left[\frac{K^2 + k^2 - q^2}{2kK}\right] \times \frac{e^{iqr_0}(q - it)}{q^2 + t^2}\, dq. \quad (B.9)$$

2° Si $k < K$, (B.8) n'est plus valable. Quant à (B.9), ses deux membres sont tous deux fonctions analytiques de k pour toute valeur de k entourant le demi-axe positif réel du plan complexe. Donc l'équation (B.9) s'applique aussi lorsque $0 < k < K$.

On peut aussi retourner à la variable u. On voit aisément que la partie réelle de $J(\lambda, 0, \lambda)$ est encore donnée correctement par (B.8) :

$$\mathcal{R}e\, J(\lambda, 0, \lambda) = -\frac{e^{-tr_0}}{2} \int_{-1}^{+1} P_\lambda(u) \times \left[\frac{\cos qr_0}{t} + \frac{\sin qr_0}{q}\right] \frac{du}{q^2+t^2}. \quad (B.8'a)$$

Mais sa partie imaginaire est :

$$Im\, J(\lambda, 0, \lambda) = -\frac{e^{-tr_0}}{2} \left\{ \int_{-1}^{+1} P_\lambda(u) \times \left[\frac{\sin qr_0}{t} - \frac{\cos qr_0}{q}\right] \frac{du}{q^2+t^2} + 2\int_{+1}^{\frac{K^2+k^2}{2kK}} P_\lambda(u) \times \left[\frac{\sin qr_0}{t} - \frac{\cos qr_0}{q}\right] \frac{du}{q^2+t^2} \right\}, \quad (B.8'b)$$

(B.8) ne donne que la première intégrale de l'accolade.

Manuscrit reçu le 12 juin 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Butler S. T. — *Proc. Roy. Soc.*, 1951, A **208**, 559.
[2] Bhatia, Kun Huang, Huby et Newns. — *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 485.
[3] Daitch P. B. et French J. B. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 900.
[4] Mott et Massey. — Theory of Atomic Collisions, Oxford, 2e édit., p. 142 et suiv.
[5] Thomas R. G. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 1109; *Bull. Amer. Phys. Soc.*, Washington Meeting, 1953, p. 29.
[6] Magnus et Oberhettinger. — Special Functions of Mathematical Physics, Chelsea, 1949.
[7] Biedenharn, Boyer et Charpie. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 517.

ÉTUDE DES PHOTODÉSINTÉGRATIONS A L'AIDE DES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES : DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX ET MESURES PRÉLIMINAIRES. I.

Par Raymond CHASTEL,

Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France.
Place Marcelin-Berthelot, Paris, 5e.

Sommaire. — Le tube accélérateur et les dispositifs expérimentaux destinés à l'irradiation des émulsions photographiques sont décrits. La source de rayonnement γ, constituée par une cible de lithium (évaporé sous vide) bombardée par les protons est étudiée. Le rendement de la cible en fonction de l'énergie des protons est obtenu par mesure de l'activation photonucléaire de $^{63}_{29}$Cu et à l'aide d'une chambre d'ionisation. Le spectre énergétique du rayonnement γ est vérifié et la distribution angulaire de l'intensité du rayonnement est déterminée. L'effet des neutrons parasites est mesuré. Les conditions d'irradiation, de développement et d'observation microscopique des émulsions nucléaires sont précisées.

A. — Production des rayons γ utilisés.

Les irradiations des émulsions nucléaires ont été effectuées à l'aide du tube accélérateur de protons du Laboratoire de Synthèse atomique, à Ivry; les rayons γ utilisés étaient produits sous l'action du bombardement de la cible de lithium par les protons. Le tube accélérateur utilisé présentait un certain nombre de particularités dont il convenait de tirer le meilleur parti possible pour fixer les conditions d'irradiation. Nous allons donc donner une brève description des appareils utilisés (1).

1. Le tube accélérateur (*fig.* 1). — Le tube accélérateur a une source d'ions du type Oliphant [1], [2] à effluve à haute tension, la tension appliquée nécessaire pour ioniser le gaz et extraire les ions produits est de 50 kV. Les ions produits ont donc des énergies comprises entre 0 et 50 kV, il en résulte donc un étalement assez important en énergie du faisceau d'ions accélérés (10 pour 100). Le courant total dans la source (ions et électrons) est d'environ 20 mA, la puissance dissipée de 1 kW nécessite un refroidissement à circulation d'huile. Le courant est fourni par un alternateur suivi d'un système de transformateur élévateur de tension, il est redressé par deux kénotrons. L'ensemble de ce dispositif qui est à la tension de + 500 kV est assez volumineux, ce qui accroît la possibilité d'effluves. D'autre part, l'alternateur doit être entraîné par une transmission isolante; c'est là une source de vibrations mécaniques transmises à l'ensemble de l'appareil, ce qui crée souvent des difficultés pour réaliser des dispositifs d'irradiation utilisant une géométrie bien définie.

(1) Cette étude comprend trois articles que nous désignerons par [I], [II], [III]; ils sont extraits d'une *Thèse* (Paris, 21 mai 1952).

Le réglage de l'effluve dans la source exige au minimum quelques minutes, ce fait empêche de

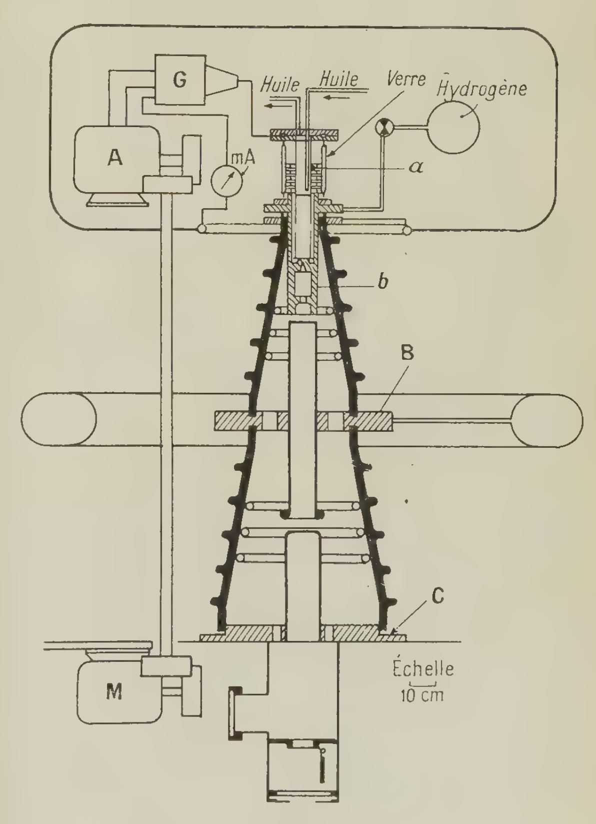


Fig. 1.

a et *b*, électrodes de la source d'ions; G, générateur redresseur; A, alternateur d'alimentation en basse tension du générateur G; M, moteur d'entraînement de l'alternateur A (la transmission mécanique est réalisée par un axe vertical isolant); B, électrode accélératrice intermédiaire au potentiel $\frac{V}{2}$; C, base du tube reliée électriquement à la terre.

commencer une irradiation à une intensité du faisceau et à une tension déterminées, ces valeurs doivent être atteintes progressivement. Ce comportement des sources à effluve crée une gêne assez importante pour les irradiations de courte durée.

Le courant total d'ions maximum est de 500 μA. Le rendement en protons par rapport au courant total, d'après les mesures faites par J. Sommeria avec un analyseur magnétique est de 55 pour 100. La consommation d'hydrogène à la pression atmosphérique est de 100 cm³ à l'heure pour un fonctionnement à une intensité de 400 μA.

L'accélération des ions est réalisée en deux étages : une première accélération a lieu entre le diaphragme de sortie de la source et une électrode intermédiaire portée à un potentiel égal à la moitié du potentiel de la source. Une deuxième accélération a lieu entre cette électrode intermédiaire et un diaphragme disposé au-dessus de la cible. Les espaces d'accélération entre ces électrodes jouent en même temps le rôle de lentilles électrostatiques pour concentrer le faisceau d'ions. Seule la première lentille agissant sur des ions d'énergie encore faible joue un rôle important. Ses distances focales image et objet sont respectivement de 40 et 11 cm. La cible se trouve à 1,50 m du foyer image, le grandissement est de 3,75, ce qui donne sur la cible une image de 0,75 cm du trou de la source de diamètre 2 mm. Étant donné la dispersion en énergie des ions à la sortie de la source, il se produit une aberration chromatique qui élargit la tache du faisceau sur la cible, le diamètre de la trace du faisceau visible sur la cible après démontage est d'environ 1 cm.

Les tensions appliquées aux électrodes accélératrices sont fournies par six blocs de transformateurs redresseurs identiques, chaque bloc fournit une tension de 100 kV. Le montage est réalisé pour assurer l'addition des tensions de chaque bloc; cet ensemble est capable de fournir une puissance de 6 kW.

La mesure de la tension totale d'accélération est réalisée par détermination de l'intensité passant dans une grande résistance constituée par 1000 résistances au carbone de 2 MΩ baignant dans l'huile. Un étalonnage grossier a été fait au spintermètre. Cette résistance a également servi à déterminer à l'oscillographe cathodique l'ondulation de la haute tension redressée : elle est de 10 pour 100 lorsque le générateur débite 5 mA.

L'intensité du faisceau d'ions est mesurée à l'aide d'un microampèremètre branché entre le porte-cible, isolé du reste du tube, et la terre. Pour que la mesure ait une signification, il est nécessaire d'arrêter les électrons secondaires formés sur la cible, car ces électrons remontent dans le tube en sens inverse du faisceau d'ions et le courant qui en résulte s'ajoute au courant transporté par les ions. Ces électrons sont arrêtés, soit par un anneau porté à un potentiel négatif de quelques centaines de volts par rapport à la cible, soit en les enroulant dans le champ magnétique d'un petit aimant permanent.

Le tube accélérateur et le générateur à haute tension ont été décrits plus en détail dans deux publications de J. Sommeria [3], [4].

2. **La préparation des cibles.** — Les premières irradiations ont été effectuées en utilisant du lithium métallique introduit à l'air libre dans la cavité conique du porte-cible, mais ce procédé avait le désavantage de permettre une oxydation rapide de la cible, et d'autre part le renouvellement du lithium nécessitait le démontage du porte-cible.

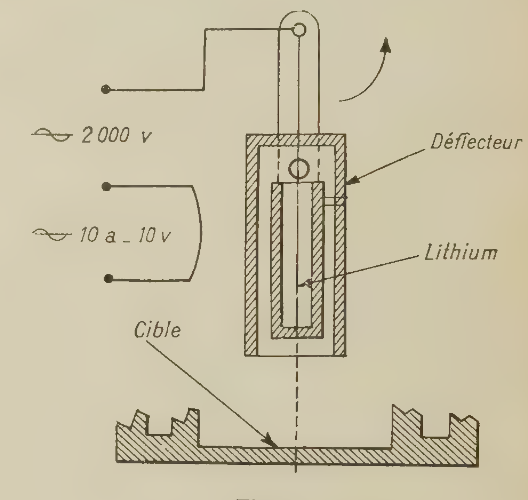


Fig. 2.

Nous avons donc prévu un dispositif de préparation des cibles par vaporisation sous vide du lithium à l'intérieur du tube lui-même. L'utilisation de lithium pur au lieu d'oxyde de lithium permet de tripler le rendement en rayons γ, l'efficacité et les avantages de ce procédé avaient été signalés par l'équipe du tube accélérateur de Zürich.

Le tube accélérateur du Laboratoire de Synthèse atomique a une disposition inversée par rapport à celui de Zürich, la cible est située sous le tube et les protons sont accélérés de haut en bas. A Zürich un simple tube en acier dont l'ouverture est dirigée vers le haut permet par chauffage d'obtenir un dépôt de vapeur de lithium sur la cible placée au-dessus. A Ivry le système a été modifié de façon à renvoyer vers le bas la vapeur de lithium à déposer sur la cible. Pratiquement, ce résultat a été obtenu en coiffant le tube contenant le lithium par un capuchon d'un diamètre un peu supérieur à celui du creuset à lithium, le capuchon servant de déflecteur pour ramener vers le bas la vapeur de lithium. Le chauffage de l'ensemble est obtenu par bombardement électronique. Un dispositif à manivelle dont l'axe est muni d'un rodage à vide permet de retirer le

réchaud à lithium de l'axe du tube pour permettre le passage du faisceau d'ions (*fig.* 2).

3. Étude des rayons γ. — Parmi les réactions produisant un rayonnement γ énergique en utilisant comme particules incidentes les protons, nous avons choisi celle du lithium, car elle fournit les rayons γ les plus énergiques, allant jusqu'à 17,6 MeV. La réaction s'écrit

$$^{7}_{3}\mathrm{Li} + ^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow (^{8}_{4}\mathrm{Be}) \rightarrow ^{8}_{4}\mathrm{Be} + \gamma.$$

L'état du $^{8}_{4}$Be formé à l'aide des protons de 440 keV ne permet pas de réactions entrant en compétition autre que la diffusion élastique des protons [5].

Cette réaction comporte une résonance aiguë

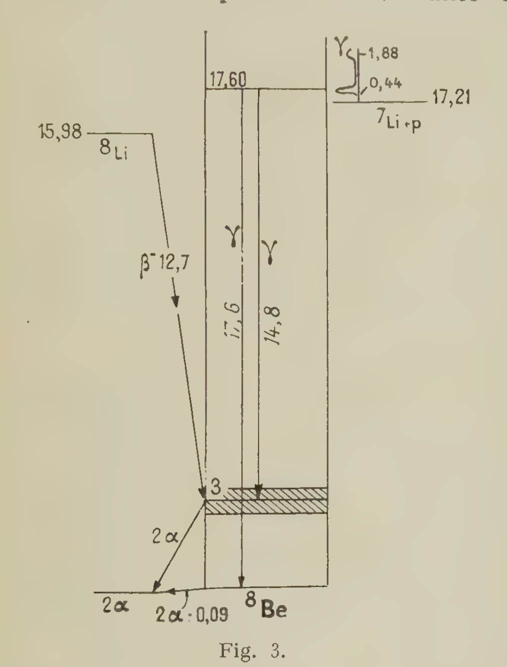


Fig. 3.

(demi-largeur de 11 à 14 keV suivant les auteurs) pour une énergie des protons incidents de 441 keV.

Hornyak, Lauritsen, Morrison et Fowler ont publié un certain nombre de caractéristiques de cette réaction [6]. Le rendement d'une cible épaisse de lithium métallique pour $E_p = 0{,}85$ MeV est de $2{,}6.10^{-8}\frac{p}{\gamma}$. Les valeurs données pour la section efficace sont 6.10^{-27} cm² [7] et $7{,}2.10^{-27}$ cm² [8].

Le rayonnement γ comporte deux composantes : $E_\gamma = 17{,}6$ MeV (raie étroite) et $E_\gamma = 14{,}8$ MeV (raie large). L'intensité relative de la raie d'énergie la plus faible est environ 0,5 pour des protons de 0,46 MeV et 1,5 pour des protons de 1,15 MeV (avec cible épaisse), les deux raies apparaissent à la fois à la résonance et en dehors de la résonance [9].

Cette émission se fait à partir du niveau excité de $^{8}_{4}$Be de 17,6 MeV, le retour à l'état fondamental donnant les radiations les plus énergiques, tandis que la transition conduisant à un niveau excité large situé vers 2,9 MeV est responsable de la raie de faible énergie. Ce dernier niveau excité est instable α, ce niveau est responsable de la formation des « marteaux » observés dans les étoiles de désintégration provoquées par les rayons cosmiques, les noyaux de $^{8}_{3}$Li émis subissant au préalable une transition β.

Le niveau fondamental de $^{8}_{4}$Be est lui-même instable α, la désintégration libérant une énergie faible de 0,09 MeV (*fig.* 3).

Afin de vérifier le fonctionnement de l'accélérateur, nous avons étudié le rayonnement γ produit. Cette étude a comporté quatre phases :

a. Étude du rendement de la réaction en fonction de la tension d'accélération des protons;

b. Étude de la distribution angulaire du rayonnement γ;

c. Détermination du spectre énergétique des rayons γ;

d. Étude de l'effet parasite des neutrons.

Nous allons les examiner successivement.

a. Étude du rendement de la réaction en rayons γ en fonction de la tension d'accélération des protons. — Cette étude a été faite en détectant les rayons γ par deux méthodes :

1° *Détection par chambre d'ionisation.* — Nous avons utilisé une chambre d'ionisation à parois de bakélite remplie d'air à la pression atmosphérique. Nous avons choisi une chambre fabriquée avec une substance riche en carbone (bakélite) pour éviter les activations résultant de réactions photonucléaires (γ, n) ou (γ, p); en effet, le carbone subit seulement une réaction (γ, α) de rendement faible sous l'action du rayonnement γ utilisé (*voir* II). Avec les métaux usuels, cuivre, laiton, fer, l'irradiation au rayonnement γ aurait provoqué une radioactivité β, cette activité persistant après les périodes d'irradiation aurait été gênante pour les mesures.

La chambre d'ionisation était reliée par un câble blindé à un amplificateur à courant continu placé dans la cabine de commande de l'accélérateur. La chambre d'ionisation et l'amplificateur nous ont été fournis par le service de MM. Rogozinski et Weill du Commissariat à l'Énergie atomique.

L'amplificateur à courant continu et à contre-réaction totale a les caractéristiques suivantes : le gain en volts est de 1, donc le gain en intensité est $\frac{R_e}{R_s}$ (R_e, résistance d'entrée; R_s, résistance de sortie); ici

$$\frac{R_e}{R_s} = \frac{10^{12}}{10^{3}} = 10^{9}.$$

L'intensité du courant d'ionisation mesuré est

$i = \frac{R_e}{V}$, ce qui donne pour une tension mesurée à la sortie de 10 V, 10^{-11} A. La fluctuation est de 200 μV. Enfin la chambre d'ionisation placée sous la cible dans l'axe du faisceau de protons est disposée dans une boîte cylindrique à parois de plomb de 3 mm d'épaisseur destinée à arrêter les rayons X mous produits par la source d'ions, par le faisceau d'ions tombant sur la cible et les bords des diaphragmes ou par des électrons secondaires arrachés par les ions. Nous avons vérifié que dans ces conditions l'activité possible du plomb n'intervenait pas, les rayons β étant arrêtés par la bakélite. Les mesures ont été faites en faisant varier la tension d'accélération des protons de 50 en 50 keV, les résultats sont portés sur la courbe A de la figure 4.

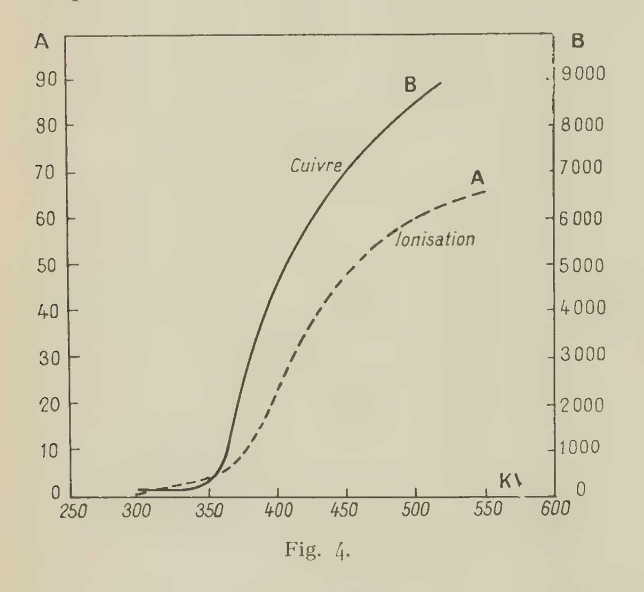


Fig. 4.

La principale source d'imprécision résulte des impulsions électrostatiques parasites collectées par la chambre d'ionisation; ces impulsions sont provoquées soit par des effluves du sommet du tube porté à la haute tension, soit par des décharges dans le tube résultant de dégazages brusques. Pour diminuer au maximum la fréquence de ces impulsions, nous avons fait les mesures indiquées après avoir laissé fonctionner le tube pendant plusieurs jours pour assurer un bon dégazage.

D'autre part, ces parasites électrostatiques ayant pour résultat de ramener au zéro l'aiguille de l'appareil de mesure de l'amplificateur, nous avons fait les mesures lorsque l'aiguille atteignait sa position maximum, après une longue période de stabilité, et les valeurs portées sur la courbe sont des moyennes de plusieurs lectures.

Cet ensemble, chambre d'ionisation et amplificateur, a été utilisé pour les expériences ultérieures comme moniteur pour la mesure de l'intensité γ (2).

(2) R. Chastel, *J. Rech. C. N. R. S.*, 1953, **22**, 42.

Pour ces mesures, l'influence des parasites électrostatiques a été grandement diminuée en utilisant un deuxième modèle d'amplificateur présentant une plus grande stabilité. Cet appareil nous a également été fourni par le Commissariat à l'Énergie atomique.

2° *Détection par l'activité du* ^{62}Cu ($T = 10,5$ mn). — Des détecteurs de cuivre identiques étaient irradiés pendant 10 mn dans une position bien définie sous la cible, en utilisant une valeur fixe de l'intensité du faisceau (200 μA), cette valeur étant maintenue aussi constante que possible (à 5 pour 100 environ).

Les irradiations au cours desquelles cette constance n'avait pu être maintenue ont été éliminées.

Les détecteurs étaient irradiés en utilisant des cibles de lithium fraîchement évaporées avec des tensions d'accélération maintenues à des valeurs constantes différant de 50 keV, l'activité des détecteurs était mesurée à l'aide d'un compteur Geiger-Müller type « Collège de France » en utilisant une géométrie bien définie, les mesures étaient commencées 2 mn après la fin de l'irradiation et étaient poursuivies pendant 10 mn. Dans ces conditions, le nombre net de désintégrations comptées pendant 10 mn est proportionnel à l'intensité du rayonnement γ responsable de la réaction

$$^{63}_{29}\mathrm{Cu} + h\nu \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{62}_{29}\mathrm{Cu}.$$

Les résultats obtenus sont représentés par la courbe B de la figure 4.

Dans ce cas, comme dans le précédent, la principale source d'imprécision résulte des chutes brusques de tension produites par des décharges. Toutefois, ces périodes pendant lesquelles la tension est abaissée sont très brèves (de l'ordre d'une seconde au maximum), même si elles se produisent à une cadence moyenne d'une à la minute, leur influence est peu sensible sur une irradiation de 10 mn.

Les courbes A et B de la figure 4 traduisent la différence du coefficient d'efficacité des deux détecteurs. Elles présentent toutes deux une inflexion pour une valeur lue de la tension voisine de 400 keV, à cette tension il convient d'ajouter la tension d'accélération des ions dans la source. La tension appliquée aux électrodes de la source étant 50 keV, il en résulte que la résonance observée est comprise entre 400 et 450 keV, la valeur précise de cette résonance, mesurée à l'aide de cibles minces et d'accélérateurs donnant une bande étroite d'énergie du faisceau est 440 keV [5]. Étant donné la grande largeur énergétique du faisceau de protons fourni par l'accélérateur (50 keV dus à la source + 50 keV résultant des fluctuations de tension accélératrice, soit une demi-largeur de 100 keV environ), on peut donc considérer que les mesures sont en bon accord avec la valeur précise de la résonance.

Le faible pouvoir de résolution de l'accélérateur excluait la possibilité de faire des mesures avec une

cible mince. D'autre part, l'accélérateur étant destiné à fournir une intensité du rayonnement γ du lithium aussi forte que possible, nous avions intérêt à utiliser pour les expériences ultérieures une cible épaisse. Les irradiations des émulsions photographiques ont été faites à des tensions voisines de 500 keV, car en montant la tension au delà, le fonctionnement du tube devenait instable.

b. Distribution angulaire de l'intensité γ. — Une étude de la distribution angulaire du rayonnement a été faite en utilisant un porte-cible destiné à l'irradiation des émulsions. Les expériences décrites dans ce paragraphe ont été faites avec le concours de M. Théréné, ingénieur au Commissariat à l'Énergie atomique, auquel nous tenons à exprimer ici nos vifs remercîments pour son aimable collaboration.

Pour cette étude, nous avons, comme dans le paragraphe précédent, utilisé des détecteurs en cuivre, mais nous avons adopté des détecteurs de dimensions plus faibles pour avoir une définition convenable de l'angle d'émission des rayons γ. Toutefois, cette réduction des dimensions était limitée par la nécessité d'obtenir des activités d'intensité suffisante. Pratiquement, nous avons utilisé des plaquettes de cuivre de 2 × 3 cm et 2,5 mm d'épaisseur. Les détecteurs comportaient sur leur tranche deux saignées à mi-épaisseur de 1 mm de profondeur, ce qui permettait de les glisser sur des supports minces élastiques en bronze à une position bien définie. Nous disposions de trois supports identiques : un, disposé sur le système de comptage, et deux autres fixés à l'aide de fourches de duralumin à deux tiges rectilignes mobiles pour l'analyse angulaire. Pour l'irradiation, le détecteur était placé à une distance d de la cible et la direction définie par le centre d'impact des protons et le centre du détecteur faisant un angle θ avec la direction moyenne des protons. On pouvait faire varier la distance d en faisant glisser la tige du porte-détecteur dans son support, la tige était maintenue à la position choisie à l'aide d'une vis de blocage. On pouvait, d'autre part, faire varier l'angle θ, car le support de tige porte-détecteur était constitué par un petit chariot à galets se déplaçant sur un limbe gradué. Le limbe pouvait porter deux chariots identiques. Il était fixé sur le tube accélérateur de telle façon que :

1° son plan soit parallèle à l'axe du faisceau de protons;

2° le cercle gradué soit centré sur le milieu de la source de rayons γ.

Le montage et le centrage du limbe gradué étaient facilités par l'utilisation des tiges porte-détecteur, leur extrémité en forme de pointe conique pouvant être amenée en contact avec le centre de la source de rayonnement. Dans ces conditions, l'angle θ pouvait être défini avec une incertitude inférieure à 1°.

La distance d était déterminée en mesurant à la jauge de profondeur à 0,1 mm près, la longueur de

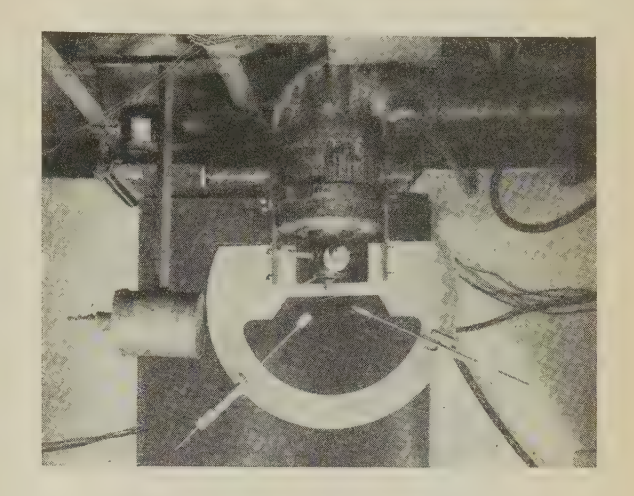


Fig. 5.

tige porte-détecteur dépassant de son chariot support.

L'ensemble du dispositif d'irradiation des détecteurs est visible sur la photographie figure 5.

Les mesures d'activité des détecteurs étaient faites à l'aide de deux compteurs Geiger-Müller cylindriques à parois de 0,1 mm du type « Collège de France » montés en parallèle. Le support des compteurs était prévu pour permettre l'introduction du détecteur à mesurer à l'aide de ses glissières entre les deux compteurs à une position bien déterminée (*fig.* 6). Le comptage des impulsions était fait avec

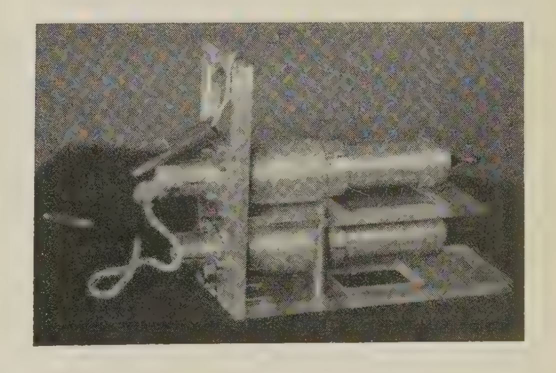


Fig. 6.

une échelle de 100 du Commissariat à l'Énergie atomique, la figure 7 est une photographie du dispositif. L'utilisation de deux compteurs en parallèle a nécessité le choix de deux compteurs présentant des paliers de fonctionnement pour des tensions voisines.

Les mesures étaient effectuées de la façon suivante : deux détecteurs étaient irradiés en même temps, pendant 10 mn un des détecteurs était utilisé

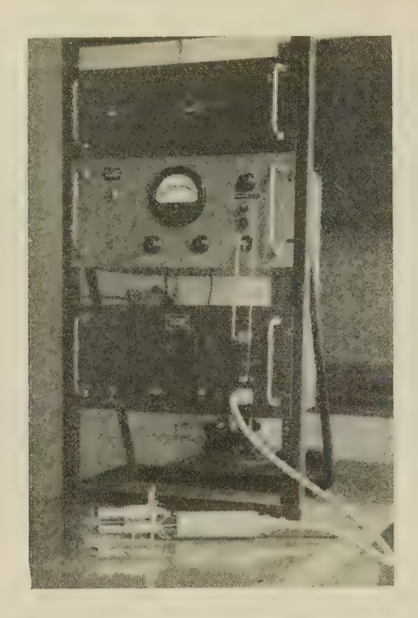


Fig. 7.

comme moniteur, et laissé à une position fixe pendant les mesures, car à l'époque où ces mesures ont été faites nous ne disposions pas encore de la chambre d'ionisation. On faisait des mesures « croisées » des activités du moniteur et du détecteur à des instants notés après la fin d'irradiation, les courbes du logarithme des activités en fonction du temps étaient tracées en utilisant comme valeur de la période 10,5 mn. L'activité à l'instant zéro était déterminée pour le moniteur et pour le détecteur en traçant les droites de décroissance. Pour une distance du détecteur à la source $d = 5$ cm, les activités au temps zéro variaient d'une irradiation à l'autre, autour de 160 coups/mn, donc en plaçant le moniteur à une distance analogue, l'erreur introduite par la mesure du moniteur était du même ordre de grandeur de celle introduite par la mesure du détecteur, nous avons cherché à améliorer la précision en accroissant l'activité du moniteur, nous l'avons placé contre la paroi latérale du porte-cible où il était maintenu à une position bien déterminée par une bague en cuivre échancrée : dans ces conditions, les activités initiales étaient de l'ordre de 2 000 coups/mn. Les résultats des mesures sont condensés dans le tableau suivant. Le graphique (*fig.* 8) donne la distribution angulaire du rayonnement dans les conditions expérimentales utilisées, c'est-à-dire, pour une tension d'accélération des protons de 500 keV, une cible épaisse, et un support de cible destiné à l'irradiation d'émulsions photographiques. Dans la limite des erreurs expérimentales, la distribution peut être considérée comme isotrope. La précision est de 10 pour 100 environ.

TABLEAU.

Angle (°).	Activité		Activité pour 2 000 coups/mn du moniteur.
	moniteur.	détecteur.	
0	2 380 ± 100	175 ± 10	147 ± 15
20 gauche	1 998 ± 100	148 ± 10	148 ± 15
40 »	2 600 ± 100	194 ± 10	148 ± 15
60 »	2 600 ± 100	180 ± 10	138 ± 15
90 »	2 100 ± 100	166 ± 10	158 ± 15
20 droite	1 900 ± 100	149 ± 10	157 ± 15
40 »	2 550 ± 100	187 ± 10	146 ± 15
60 »	2 100 ± 100	146 ± 10	139 ± 15
80 »	2 300 ± 100	172 ± 10	149 ± 15
90 »	2 250 ± 100	155 ± 10	138 ± 15

En 1941, Ageno, Amaldi, Bocciarelli, Trabacchi [10] ont publié une étude sur la distribution angulaire des rayonnements de la réaction $^{7}_{3}\mathrm{Li}(p, \gamma)\,^{8}_{4}\mathrm{Be}$; ils ont trouvé l'isotropie pour la résonance de 440 keV. Indépendamment de nos mesures, des expériences ayant pour objet l'analyse précise de cette distribution angulaire ont été faites par différents auteurs : Devons et Hine [11] ont utilisé comme détecteur des compteurs en coïncidence; Nabholz, Stoll et Wäffler [12], [13] ont utilisé la réaction $\mathrm{C}^{12}_{6}\,(\gamma, 3\alpha)$ dans les émulsions photographiques et enfin Stearns et Mc Daniel [14] ont procédé à l'analyse à l'aide de leur spectromètre magnétique de paires.

Nabholz, Stoll et Wäffler ont annoncé dans leur première publication une variation angulaire de l'intensité relative des deux raies 14,8 et 17,6 MeV à la résonance; dans leur deuxième publication, ils

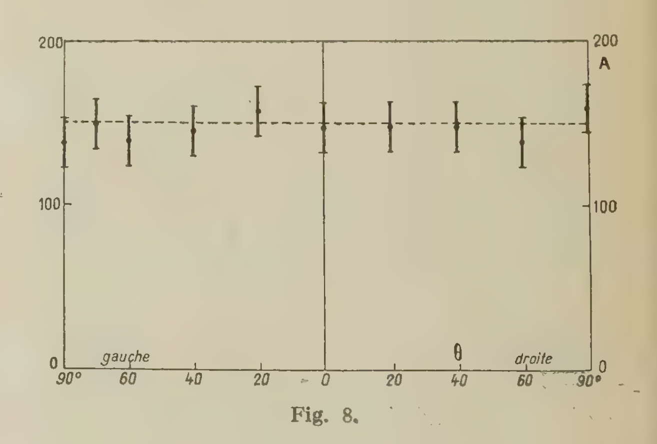


Fig. 8.

ont rectifié leurs résultats. Les résultats expérimentaux de Devons et Hine indiquent une anisotropie faible de 5 pour 100 à 440 keV. Cette légère anisotropie résultant de la superposition de la radiation non résonante.

Devons et Hine dans une deuxième publication [15], Devons et Lindsey [16] et Stearns et Mc Daniel (déjà cités) ont examiné les conséquences théoriques des résultats expérimentaux, celles-ci peuvent être résumées de la façon suivante :

1° Le niveau de résonance est formé de façon prédominante par les protons $l = 0$, ${}^{7}_{3}Li$ étant impair ainsi que ${}^{1}_{1}H$, il en résulte que le niveau de ${}^{8}_{4}Be$ de 17,6 MeV est impair, il y a donc interdiction stricte de l'émission de deux particules α, puisque cette émission ne peut résulter que d'un niveau pair, ceci est également en accord avec le fait que la largeur du niveau est relativement faible. En outre, la réaction ${}^{7}_{3}Li$ (p, 2α) ne présente aucune résonance pour des protons de 440 keV. D'autre part, les auteurs s'accordent pour attribuer à ce niveau le moment angulaire total $J = 1$.

2° L'anisotropie observée en dehors de la résonance est le résultat de l'interférence du niveau précédent avec un ou plusieurs autres niveaux larges responsables de la réaction Li (p, 2α), ce ou ces niveaux sont donc pairs. En considérant qu'un seul autre niveau interfère, Devons et Hine attribuent à celui-ci la valeur $J = 2$. Ils donnent au niveau fondamental pair la valeur du moment angulaire total $J = 0$. Il en résulte que la transition γ de 17,6 MeV est dipolaire électrique.

Stearns et Mc Daniel attribuent au niveau fondamental (pair) de ${}^{8}_{4}Be$ la valeur $J = 2$, la transition précédente est également dipolaire électrique. En outre, ils attribuent au niveau excité large pair de ${}^{8}_{4}Be$ situé à 3 MeV la valeur $J = 0$.

En ce qui concerne nos résultats expérimentaux, ils sont en bon accord avec les résultats des autres auteurs où des moyens visant à l'obtention d'une grande précision telle que l'utilisation d'un spectromètre β double [14] ont été mis en œuvre.

Utilisant des cibles minces et une résolution en énergie de 0,3 pour 100, Devons et Hine ont étudié la variation de la distribution angulaire en fonction de l'énergie. Ils ont trouvé que l'asymétrie varie en fonction de l'énergie E_p des protons, qu'elle s'annule pour une valeur de l'énergie E_p voisine de celle de la résonance [à la résonance la distribution angulaire est représentée par $I(\theta) = 1 + 0{,}05 \cos \theta$], l'asymétrie change alors de signe. Ce fait explique nos résultats expérimentaux; nous avons, en effet, utilisé une cible épaisse avec une énergie maximum de protons de 550 keV, les protons produisant la réaction ont donc toutes les énergies entre 0 et 550 keV, les énergies efficaces encadrent donc toute la résonance et, par conséquent, les anisotropies étant de signe contraire de part et d'autre du maximum de la résonance, se compensent plus ou moins; de toute façon, le résidu est faible.

c. Spectre énergétique. — Le spectre énergétique du rayonnement γ émis, a été étudié à l'aide de la réaction ${}^{12}_{6}C$ (γ, 3α) qui sera examinée en détail en [II]. Nous nous bornerons à donner ici l'histogramme de cette distribution (*fig.* 9), les raies de 17,6 et 14,8 MeV sont séparées. Mais nous devons remarquer que la largeur de la raie 17,6 MeV est d'origine expérimentale. Les maxima sont en bon accord avec les valeurs données par Walker et Mc Daniel [9].

L'existence d'une raie faible d'énergie inférieure à celle de 14,8 MeV annoncée par Nabholz, Stoll et Wäffler [13] est discutable, car Walker et Walker et Mc Daniel ont exploré avec beaucoup

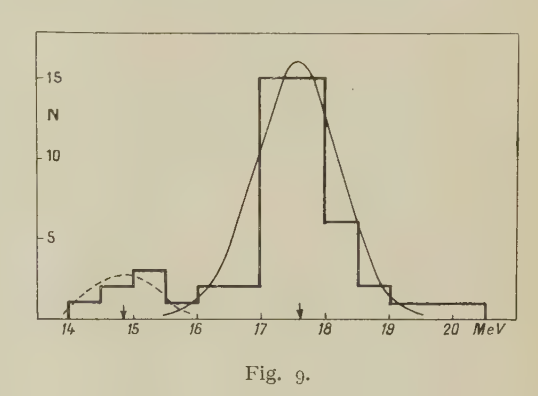


Fig. 9.

de précision le spectre entre 3 et 19 MeV et n'ont rien signalé.

4. **Effet des neutrons résiduels.** — Bien qu'utilisant une énergie des protons bien inférieure au seuil situé à 1,88 MeV de la réaction ${}^{7}_{3}Li$ (p, n) ${}^{7}_{4}Be$, on constate la présence de neutrons résiduels dans le rayonnement γ émis par le tube. Ces neutrons sont, dans beaucoup de cas, à l'origine de diverses réactions parasites des réactions photonucléaires étudiées [17]. Ils produisent sur certains isotopes des réactions (n, γ) fournissant la même période que des réactions (γ, n) détectées sur d'autres isotopes par l'activité du noyau résiduel. Ils peuvent également provoquer des réactions (n, p) et introduire une correction pour l'étude des réactions (γ, p) dans les émulsions nucléaires, par exemple.

Ces neutrons ont diverses origines, ils résultent principalement des réactions (d, n) provoquées par la faible proportion de deutérium de l'hydrogène alimentant la source d'ions de l'accélérateur. Pour réduire cette production de neutrons, nous avons utilisé pour la préparation électrolytique du gaz de la source, une eau purifiée de son eau lourde à Rjukan (Norvège) par la Norsk Hydro-Elektrisk Kvoelstofaktieskab (dont la concentration indiquée en deutérium par rapport à l'hydrogine ordinaire est comprise entre 1/100 000e et 1/200 000e). La concentration habituelle de deutérium dans l'eau ordinaire est 1/5 000e. L'appauvrissement en deutérium est donc compris entre 20 et 40. Un échantillon

de cette eau destinée à fabriquer le gaz isotopiquement appauvri en $^{1}_{2}$H communément appelé « protonium » a été analysé au spectromètre de masse par le service de M. Roth avec la collaboration de M. Chenouard au Commissariat à l'Énergie atomique, et a indiqué un appauvrissement de 4 environ. Cette discordance entre la concentration indiquée par le fabricant et par l'analyse de masse est importante, elle peut néanmoins être comprise étant donné la grande difficulté des analyses de mélange à faible proportion en $^{2}_{1}$H.

Pour nous rendre compte de l'importance de ces neutrons résiduels, nous avons utilisé deux méthodes :

1° Ces neutrons étaient détectés à l'état de neutrons lents en irradiant 15 mn dans une masse de paraffine un détecteur de vanadium, l'activité de période 3,74 mn de $^{23}_{52}$V était mesurée au compteur. Le tube fonctionnant en « protonium » à 500 keV avec une intensité de $230 \pm 20\ \mu$A, on obtenait une activité rapportée à la fin d'irradiation de 9 ± 3 coups/mn.

Le même détecteur irradié, toutes choses égales d'ailleurs, en remplaçant la source γ par une source Ra + Be de 500 mC donnait une activité de 250 ± 22 coups/mn.

Ces mesures donnent donc une intensité neutronique du tube γ équivalente à 18 ± 8 mC de (Ra + Be).

La valeur actuellement admise du nombre de neutrons émis par 1 mC de (Ra ± Be) est de l'ordre de 10^4 neutrons/s.

Le nombre de neutrons émis dans l'angle solide 4π par le tube dans les conditions de fonctionnement précisées ci-des us,était donc de $(18 \pm 8).10^4$ neutrons/s.

2° Pour nous rendre compte de l'effet de ces neutrons par rapport à l'effet (γ, n) dans le cas de $^{63}_{29}$Cu par exemple, nous avons irradié simultanément dans des conditions identiques (sur un support tournant) deux échantillons de mêmes dimensions, l'un en cuivre et l'autre en aluminium, dans un cas aux neutrons produits par des deutons de 500 keV sur cible de lithium, et dans l'autre cas aux rayons du tube fonctionnant également à 500 keV et cible de lithium. Sous l'action des neutrons rapides, l'aluminium donne la réaction $^{27}_{13}$Al$(^{0}_{1}n, {}^{1}_{1}$H$)\,^{27}_{12}$Mg de période 10,2 mn, cette période de 10,2 mn voisine de celle du $^{62}_{29}$Cu (10,5 mn) peut être séparée de la période résultant de la photodésintégration $^{27}_{13}$Al $(\gamma, n)\,^{26}_{13}$Al de 13 s. L'aluminium onstitue donc un détecteur uniquement sensible aux neutrons rapides.

Dans ces conditions, les activités obtenues, ramenées à la fin d'irradiation (temps d'irradiation 10 mn) sont :

a. Neutrons :
Aluminium :

$$I_{n\mathrm{Al}} = 15\,100 \pm 180 \text{ coups/mn};$$

Cuivre :

$$I_{n\mathrm{Cu}} = 12\,700 \pm 160 \text{ coups/mn}.$$

b. Rayonnement γ + neutrons parasites (protonium) :
Aluminium :

$$I'_{\gamma\mathrm{Al}} = 21 \pm 5 \text{ coups/mn};$$

Cuivre :

$$I'_{\gamma\mathrm{Cu}} = 2\,900 \pm 80 \text{ coups/mn}.$$

On a donc obtenu pour l'activité $I_{n\mathrm{Cu}}$ du cuivre résultant de l'effet des neutrons

$$I'_{n\mathrm{Cu}} = I'_{\gamma\mathrm{Al}} \frac{I_{n\mathrm{Cu}}}{I_{n\mathrm{Al}}} \# 18 \pm 5 \text{ coups/mn}.$$

Le rapport de l'activité résultant des neutrons résiduels à celle résultant des rayons γ est de l'ordre de $\frac{18}{2\,900}$, soit 0,6 pour 100.

Pour nous rendre compte de l'effet du « protonium », nous avons fait une irradiation des deux détecteurs cuivre et aluminium en faisant fonctionner le tube γ avec de l'hydrogène ordinaire à la même tension et la même intensité du faisceau. Nous avons obtenu les résultats suivants :

$$I_{\mathrm{Al}} = 44 \pm 5 \text{ coups/mn},$$
$$I_{\mathrm{Cu}} = 2\,950 \pm 80 \text{ coups/mn}.$$

On peut donc conclure que l'effet des neutrons résiduels est réduit sensiblement de moitié lorsque l'on utilise du « protonium » au lieu de l'hydrogène ordinaire.

B. — Dispositifs d'irradiation.

Les premiers essais d'irradiation d'émulsions nucléaires aux rayons γ du lithium, ont montré que l'intensité du rayonnement de grande énergie était faible. Nous avons donc été conduit à disposer les plaques aussi près que possible de la cible. D'autre part, le tube émet des rayons X mous qui interviennent pour une part importante dans le voile des émulsions, cette question de discrimination des trajectoires de particules nucléaires par rapport au voile sera examinée plus en détail dans la section suivante.

Il suffit de dire ici que nous avons été conduit à filtrer le rayonnement émis par l'accélérateur, le choix du filtre est limité par la nécessité d'utiliser des épaisseurs relativement faibles pour ne pas réduire dans des proportions prohibitives l'angle solide. Pratiquement nous avons adopté une épaisseur de 10 mm de plomb. Les plaques nucléaires étaient irradiées dans une boîte à irradiation, et, pour éviter l'effet possible d'une dissymétrie accidentelle du faisceau par rapport à l'axe de l'accé-

lérateur de protons, la boîte était montée sur un axe vertical entraîné par un moteur électrique par l'intermédiaire d'un réducteur de vitesse (la vitesse de rotation de la boîte à irradiation était de quelques tours par minute). Celle-ci est montrée avec son

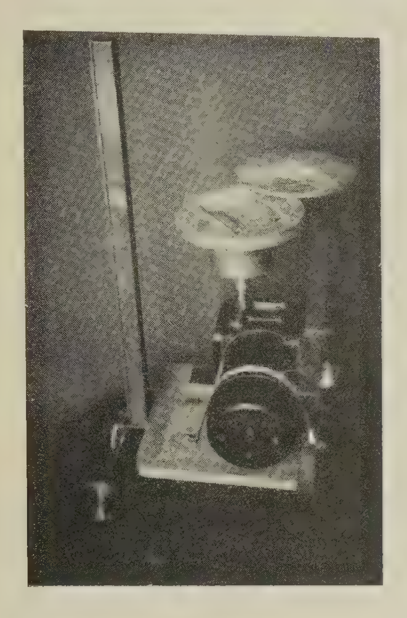


Fig. 10.

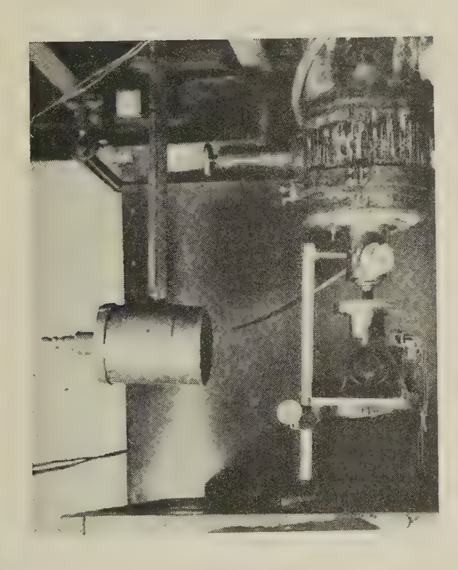


Fig. 11.

couvercle partiellement retiré sur la photo de la figure 10. La figure 11 montre le dispositif d'irradiation dans la position qu'il occupe sous l'accélérateur.

Avec ce dispositif, les plaques étaient irradiées en position horizontale, le rayonnement ayant une symétrie cylindrique par rapport à l'axe du faisceau de protons. Le centrage de la boîte à irradiation était facilité par un cercle gravé sur son couvercle ayant un diamètre égal à celui du porte-cible. La boîte à irradiation et son moteur montés sur un support à crémaillère étaient amenés en contact avec le porte-cible, puis après centrage, étaient descendus de 1 mm pour ne pas gêner la rotation. Les irradiations étaient effectuées en plusieurs fois et le renouvellement des cibles pouvait être fait par vaporisation sans avoir à toucher au dispositif d'irradiation.

C. — **Choix et développement des émulsions.**

Pour diminuer au maximum l'influence du voile, en plus de la filtration par le plomb, nous avons essayé par des procédés photographiques de diminuer la sensibilité au voile, c'est-à-dire aux électrons secondaires [18].

Pour cela, nous avons essayé différents types d'émulsions nucléaires; nous avons irradié des fragments de plaques Ilford C 2, B 2, E 1. Les plaques E 1 habituellement utilisées pour les études de fissions nous ont donné la meilleure discrimination.

Pour améliorer la discrimination, nous avons également utilisé la méthode des sous-développements qui nous avait donné de bons résultats pour l'étude des phénomènes de tripartition de l'uraàium [19]. Nous avons effectué des développements à l'aide du révélateur ID 19 à des dilutions croissantes. Ces résultats confirment ceux de Hänni et Gailloud [20].

Pratiquement, nous avons obtenu des plaques permettant une observation convenable des protons de 9 à 12 MeV avec des temps d'irradiation allant jusqu'à 12 h.

Enfin, pour diminuer la perte des trajectoires longues dans le verre et pour accroître le nombre de phénomènes observés par unité de surface, nous avons été conduit à utiliser des émulsions épaisses de 300 ou 400 μ. Dans ce cas, l'uniformité du développement en profondeur nécessitait des précautions spéciales, nous avons adopté le développement dit « en température » de Dilworth, Occhialini et Payne [21]. Il consiste à faire pénétrer le révélateur à basse température (4° C glace fondante); pendant cette phase de pénétration, il n'y a pratiquement pas de développement, puis on élève la température à 20°, le révélateur développe et ne pénètre plus.

D. — **Étude des plaques au microscope.**

Les plaques photographiques ont été dépouillées avec un microscope binoculaire Nachet type H. Pour la mesure des trajectoires, nous avons utilisé un objectif achromat $\times$ 100 à immersion homo-

gène, il présente une courbure de champ inférieure à celle de la plupart des objectifs apochromatiques, ce qui a une grande importance pour les mesures axiales (détermination de la projection verticale des traces de particules). Un verre bleu a été introduit dans le système d'éclairage pour filtrer la lumière et réduire les aberrations chromatiques.

La recherche des phénomènes nucléaires a été faite en employant l'objectif fluorite Cook, Troughton et Simms $\times$ 45 possédant une grande distance frontale (1,5 mm). Cet objectif à immersion construit spécialement à la demande du Professeur Occhialini permet l'observation d'émulsion très épaisses, il possède un bon pouvoir de résolution et un grand champ (240 μ en association avec un oculaire $\times$ 9).

Le réglage de la rallonge binoculaire Nachet suivant l'écartement des yeux modifie un peu la distance optique objectif-oculaire, ce qui change légèrement le grandissement. Pour les mesures de longueurs de trajectoires au micromètre oculaire, nous avons établi une courbe d'étalonnage du micromètre oculaire en fonction de l'écartement des yeux.

Les mesures verticales ont été faites à l'aide du tambour de la vis micrométrique du mouvement lent de mise au point. L'étude de la vis micrométrique avait au préalable été faite suivant la méthode décrite par Vigneron [22].

La précision des mesures sera discutée en liaison avec l'étude des réactions photonucléaires.

Manuscrit reçu le 4 juin 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

Dispositifs expérimentaux et mesures préliminaires.

[1] Oliphant et Rutherford. — *Proc. Roy. Soc.*, 1953, **141**, 259.
[2] Craggs. — *Proc. Phys. Soc.*, 1942, **54**, 245.
[3] Sommeria. — *J. Rech. C. N. R. S.*, 1948, **7**.
[4] Sommeria. — *J. Rech. C. N. R. S.*
[5] Fowler et Lauritsen. — *Rev. Mod. Physics*, 1948, **20**, 238.
[6] Hornyak, Lauritsen, Morrison et Fowler. — *Rev. Mod. Physics*, 1950, **22**, 291.
[7] Fowler et Lauritsen. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 314.
[8] Bonner et Evans. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 666.
[9] Walker et Mc Daniel. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 315.
[10] Ageno, Amaldi, Bocciarelli et Trabacchi. — *Ricerca Sc.*, 1941, **19**, 139.
[11] Devons et Hine. — *Proc. Roy. Soc.*, 1949, A **199**, 56.
[12] Nabholz, Stoll et Wäffler. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 858.
[13] Nabholz, Stoll et Wäffler. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 963.
[14] Stearns et Mc Daniel. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 450.
[15] Devons et Hine. — *Proc. Roy. Soc.*, 1949, A **199**, 73.
[16] Devons et Lindsey. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 1202.
[17] Huber, Lienhard, Scherrer et Wäffler. — *Helv, Phys. Acta*, 1943, **16**, 33.
[17*b*] Hirzel et Waffler. — *Helv. Phys. Acta*, 1947, **20**, 373.
[18] Chastel. — Comm. Coll. Photographie, Paris septembre 1951. *Sc. Ind. Phot.*, 1953, **23** A, 371.
[19] Tsien, Ho, Chastel et Vigneron. — *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 165.
[20] Hanni et Gailloud. — Comm. Coll. Photographie, Paris, septembre 1951. Publié par *Revue d'Optique*, Paris, 1953.
[21] Dilworth, Occhialini et Payne. — *Nature*, 1948, **161**, 102.
[22] Vigneron. — *Microscopie*, 1950, **2**, 26.

SPECTROMÈTRES A RÉSEAUX ÉCHELETTES DANS L'INFRAROUGE ENTRE 0,9 ET 3 μ

Par Georges HEPNER,
Laboratoire de Recherches physiques à la Sorbonne.

Sommaire. — On discute différents montages de spectromètres pour le proche infrarouge. Le montage classique de Pfund « à déviation constante » est comparé au montage récemment proposé par Finkelstein, faisant travailler le réseau dans le blaze pour toute une région spectrale.

On a calculé, pour ces deux montages, la répartition d'intensité spectrale; il ressort de cette comparaison que les difficultés de réalisation mécanique et les pertes d'énergie dues à l'inclinaison du réseau font préférer le montage à déviation constante.

On recherche également les performances possibles du montage adopté, en tenant compte de la sensibilité des cellules disponibles.

Le manque d'énergie conduit à l'emploi de fentes longues qui doivent être courbées pour corriger les défauts de la courbure de champ et des raies spectrales.

Introduction. — La spectrométrie à grand pouvoir de résolution est rendue difficile dans l'infrarouge, situé au delà du domaine photographique, en raison de la faible énergie disponible dans cette région spectrale.

Le récepteur est, suivant la région spectrale utilisée, une cellule photoélectrique, une cellule photorésistante ou une pile thermoélectrique. Ces récepteurs, contrairement à la plaque photographique, n'intègrent pas l'énergie reçue. La sensibilité du récepteur, limitée par son bruit de fond propre, doit servir de point de départ au calcul des éléments optiques du spectromètre.

Pour éviter l'absorption dans la matière, on prend pour élément dispersif un réseau à réflexion et toutes les pièces optiques sont des miroirs.

Pour disposer du maximum d'énergie, on choisit un réseau à échelettes qui concentre pratiquement toute l'énergie dans un ordre.

Montage du spectromètre. — Je ne considère, dans ce qui suit, que le montage de Pfund. Ce montage est représenté par le schéma de la figure 1.

La fente source S_1 est placée au foyer du miroir parabolique M_1. Le faisceau parallèle issu de M_1 tombe sur le réseau R après réflexion sur le miroir plan M_2. Le faisceau diffracté tombe sur le miroir parabolique M_4 après réflexion sur le miroir plan M_3. L'image se forme sur la fente de sortie S_2 au foyer de M_4. Le récepteur est placé en S_2 ou derrière un système optique qui projette l'image de S_2 sur le récepteur.

Le système est corrigé de l'aberration sphérique et de la coma et l'astigmatisme n'apparaît que pour les points de la fente en dehors de l'axe.

En tournant le réseau, on fait défiler tout le spectre devant la fente S_2, c'est le montage à déviation constante. Dans un ordre donné, on ne travaille dans le blaze que pour une seule radiation.

Divers montages ont été proposés pour faire travailler le réseau dans le blaze pour tout le spectre.

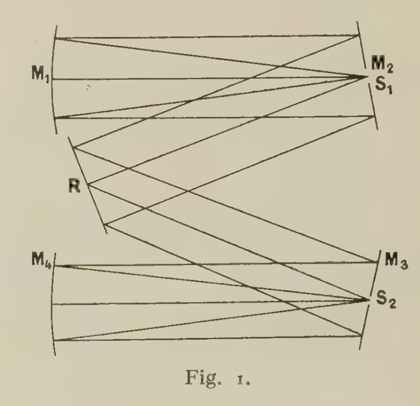


Fig. 1.

On peut combiner la rotation du réseau, soit avec le déplacement d'une fente [1], soit avec une rotation et une translation de M_3.

Je n'examinerai que ce dernier montage proposé par Finkelstein [2] et je le comparerai au montage à déviation constante.

Montage de Finkelstein permettant de travailler dans le blaze pour tout le spectre. — Le montage de Finkelstein est représenté par la figure 2.

C'est un montage Pfund où se trouve réalisé le parallélisme des rayons incidents sur le réseau et de l'axe du miroir parabolique M_4. En plus de la rotation de R, le miroir M_3 peut tourner autour de son axe et se déplacer suivant l'axe de M_4.

Cherchons les déplacements de M_3 et de R pour

que, quelle que soit la longueur d'onde λ, le réseau travaille toujours dans le blaze.

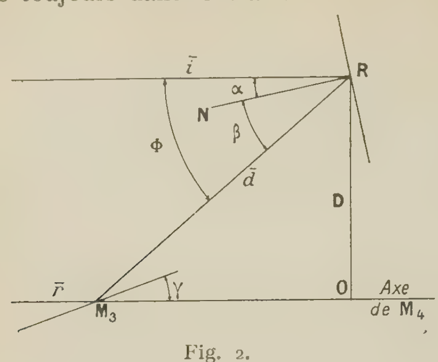


Fig. 2.

Je représente, sur la figure 3, R avec son profil très grossi. L'angle CAB sur la figure est l'angle de blaze ψ du réseau à échelettes.

Soient :

$\bar{i}$, le rayon incident sur R;
$\bar{d}$, le rayon diffracté par R;
$\bar{r}$, le rayon réfléchi par M_3 suivant l'axe de M_4;
α, l'angle de $\bar{i}$ avec la normale N au plan du réseau;
β, l'angle de $\bar{d}$ avec N;
Φ, l'angle de déviation;
a, pas de réseau;
n, la normale à la face AB du profil;
D, la distance des rayons centraux parallèles $\bar{i}$ et $\bar{r}$;
O, le point de projection du centre du réseau sur l'axe de M_4;
x, la distance de translation de M_3 depuis l'origine O, le sens positif est dirigé suivant le rayon incident $\bar{i}$;
γ, l'angle de rotation de M_3 compté comme le montre la figure 2.

Dans notre hypothèse, on a réflexion spéculaire sur AB.

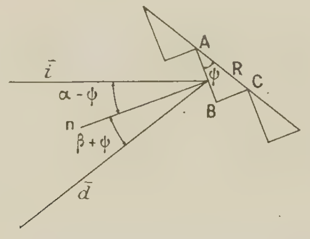


Fig. 3.

On peut donc écrire :

$$\beta+\psi=\alpha-\psi, \qquad \text{d'où} \qquad 2\psi=\alpha-\beta. \tag{1}$$

La condition du réseau donne :

$$a(\sin\alpha-\sin\beta)=m\lambda, \tag{2}$$

m étant l'ordre d'interférence.

On a par définition

$$\alpha+\beta=\Phi. \tag{3}$$

On voit de suite que

$$x=-D\operatorname{cotg}\Phi$$

et

$$\gamma=\frac{\Phi}{2}.$$

Cherchons les limites de α et de β.

α doit être inférieur à $\frac{\pi}{2}$ et pour avoir les déplacements extrêmes de M_3 symétriques par rapport à O, il faut limiter β par la condition

$$\beta \geqq 0.$$

Nous prendrons pour α une condition modifiée

$$\alpha \leqq \frac{\pi}{2}-\varepsilon,$$

ε est un petit angle, tel que l'énergie transmise soit encore appréciable.

On a, compte tenu des conditions (1), (2), (3),

$$\alpha=\arccos\left(\frac{m\lambda}{2a\sin\psi}\right)+\psi,$$

$$\beta=\arccos\left(\frac{m\lambda}{2a\sin\psi}\right)-\psi.$$

En prenant $\varepsilon=5°$, les conditions aux limites donnent

$$\alpha \leqq 85°, \qquad \beta \geqq 0,$$

d'où

$$\cos(85-\psi) \geqq \frac{m\lambda}{(2a\sin\psi)}$$

et

$$\cos\psi \leqq \frac{m\lambda}{(2a\sin\psi)}$$

ou

$$2\sin\psi\cos(85-\psi) \geqq \frac{m\lambda}{a} \geqq \sin 2\psi.$$

On peut calculer les limites du spectre correspondant.

$$\lambda_{\max}=\frac{a\sin 2\psi}{m},$$

$$\lambda_{\min}=\frac{2a\sin\psi\cos(85-\psi)}{m}.$$

Application numérique. — Nous allons appliquer ces résultats à notre réseau qui a les caractéristiques suivantes : 308,57 traits/mm ou $a=3{,}2407\,\mu$; angle de blaze : $\psi=21°$.

A l'aide de ces données, j'obtiens le tableau suivant pour les limites.

λ (en μ).	$\Phi°$.	$\gamma°$.	$\alpha°$.	$\beta°$.	$\frac{x}{D}$
2,1685....	42	21	42	0	1,07207
1,0182....	128	64	85	43	−0,78129

Les limites du spectre du 2e ordre sont : 1,0842 et 0,5091 μ.

On couvre donc tout le spectre de 0,5 à 2 μ.

Examinons maintenant comment varie l'intensité dans le spectre.

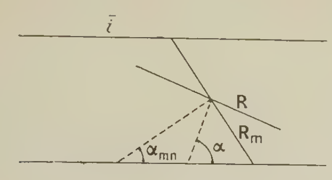


Fig. 4. — R_m est la position du réseau correspondant à α_{min}.

Nous supposons que le réseau est juste couvert pour l'inclinaison du réseau correspondant à la plus petite valeur de l'inclinaison de α, α_{min}.

La figure 4 montre que quand le réseau tourne à partir de la valeur α_{min}, le réseau ne couvre plus le faisceau incident.

L'intensité étant proportionnelle à l'énergie reçue, on a

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{\cos^2\alpha}{\cos^2\alpha_{min}}\right) C,$$

I étant l'intensité pour α;

I_0 étant l'intensité pour α_{min};

C est un nombre qui dépend de la répartition spectrale de la source.

On peut donc calculer la répartition d'intensité pour une source d'égale énergie.

α^0........	42	50	60	70	85
λ (en μ)....	2,16	2,01	1,8	1,54	1,02
$\frac{I}{I_0}$.........	1	0,74	0,46	0,22	0,01

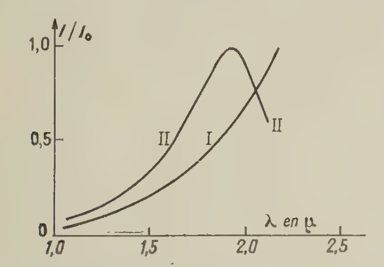


Fig. 5. — Courbes de distribution d'intensité, dans le cas du montage de Finkelstein, pour une source d'égale énergie, dans le premier ordre :

I. Pour $\rho \gg l$; II. Pour $\rho = l$. L'intensité I est rapportée à l'intensité maximum I_0.

Le calcul du tableau précédent suppose que le miroir M_3 est assez grand pour amasser toute l'énergie dans toutes les positions de R. Dans le cas de notre réseau, il faut si ρ est le diamètre de M_3 et L la longueur du réseau que

$$\rho \geq L\frac{\cos 42^0}{\sin 21^0} \simeq 2L.$$

J'ai tracé sur la figure 5 les courbes de répartitions d'intensité correspondant à deux hypothèses : 1° $\rho \gg L$; 2° $\rho = L$.

Une modification du montage de Finkelstein. — On peut se débarrasser de la condition de parallélisme du rayon incident et de l'axe du miroir parabolique.

Appelons Δ la droite de support de l'axe de M_4. Élevons une perpendiculaire au rayon central $\bar{i}$ à partir du centre du réseau. Cette perpendiculaire rencontre Δ en O (*fig.* 6).

De O menons une parallèle à $\bar{i}$ et posons comme précédemment

$$x = \overline{OM_3} \quad \text{et} \quad x' = \overline{OM'_3}.$$

M'_3 est le miroir qui renvoie le rayon diffracté après réflexion dans la direction Δ.

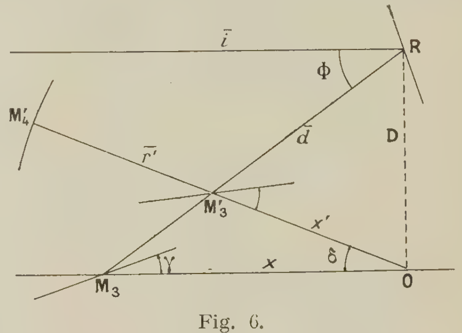


Fig. 6.

L'angle de rotation de M'_3 est le même que dans le cas précédent.

Cherchons maintenant les déplacements nécessaires pour M'_3.

Soit δ l'angle de Δ avec $\bar{i}$.

Des relations évidentes sur la figure donnent

$$\frac{x'}{\sin\Phi} = \frac{x}{\sin(\Phi+\delta)} = \frac{-D\cot g\Phi}{\sin(\Phi+\delta)},$$

d'où

$$x' = \frac{-D\cos\Phi}{\sin(\Phi+\delta)}.$$

Remarques générales sur le montage de Finkelstein. — La distance dont il faut déplacer M_3 pour décrire tout le spectre, est approximativement $2D$. Pour des raisons d'encombrement D doit être plus grand que $3L$, L étant la longueur du réseau.

Pour un réseau de 20 cm de long, il faudra un système mécanique permettant la rotation du réseau combinée à une rotation et une translation sur une distance de 1,20 m de M_3.

Une telle mécanique est difficile à réaliser. Des courbes d'intensité il ressort par ailleurs que l'avantage que réalise le montage de Finkelstein, à savoir

que le réseau travaille toujours dans le blaze, se trouve détruit par la perte d'énergie due à l'inclinaison du réseau.

Dans la suite, j'examinerai le montage classique « à déviation constante ».

Distribution d'intensité dans le spectre produit par un réseau à échelettes. — Le calcul de l'intensité spectrale donnée par un réseau à échelettes éclairé en lumière parallèle, fait intervenir deux phénomènes distincts [3] :

1° La diffraction par une face d'un élément du réseau;

2° L'interférence des rayons correspondant à deux traits consécutifs et la somme de ces effets étendue aux N traits du réseau.

Le premier phénomène seul donne une répartition de l'intensité I, de la forme

$$I \propto \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi\Delta}{\lambda}\right)}{\frac{\pi\Delta}{\lambda}}\right]^2, \qquad (4)$$

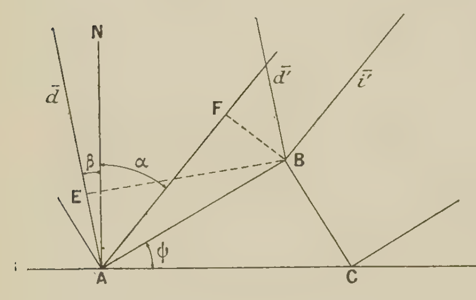


Fig. 7.

où Δ est la différence de marche entre deux rayons tombant sur les extrémités d'une face.

Calculons Δ; sur la figure 7 je représente le profil BAC d'une dent.

Soient $\bar{i}$ et i', d et $\bar{d}'$, les rayons incidents et diffractés respectivement A et B. Projetons B sur $\bar{i}$ et sur $\bar{d}$, ce qui donne respectivement les points F et E.

On a

$$\Delta = AF - AE = a\cos\psi[\sin(\alpha+\psi) - \sin(\beta-\psi)], \qquad (5)$$

α et β étant les angles d'incidence et de diffraction; ψ est l'angle de blaze.

Si l'on travaille à déviation constante d'angle Φ et si l'on appelle θ l'angle que fait la bissectrice des rayons $\bar{i}$ et $\bar{d}$ avec la normale au réseau, on aura pour (4) compte tenu de (5) et après des transformations évidentes :

$$I_I \propto \frac{\sin^2\left[\frac{2\pi a}{\lambda}\cos\left(\frac{1}{2}\Phi\right)\sin(\psi-\theta)\right]}{\left[\frac{2\pi a}{\lambda}\cos\left(\frac{1}{2}\Phi\right)\sin(\psi-\theta)\right]^2}. \qquad (6)$$

Considérons le deuxième phénomène.

La différence de marche Δ' en des points correspondant à deux traits consécutifs est

$$\Delta' = a(\sin\alpha - \sin\beta) = 2a\cos\frac{1}{2}\Phi\sin\theta = K\sin\theta,$$

où

$$K = 2a\cos\frac{1}{2}\Phi.$$

En tenant compte de la contribution des N traits, on a pour le deuxième phénomène seul, une intensité

$$I_{II} \propto \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda}KN\sin\theta\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda}K\sin\theta\right)}. \qquad (7)$$

La distribution d'intensité cherchée est fournie, en première approximation, par le produit des expressions (6) et (7).

Nous allons voir comment varie l'intensité dans le spectre quand la condition $m\lambda = K\sin\theta$ est satisfaite.

On trouve après simplifications :

$$I \propto \frac{\sin^2\left[m\pi\frac{\sin(\psi-\theta)}{\sin\theta}\right]}{\left[m\pi\frac{\sin(\psi-\theta)}{\sin\theta}\right]^2}. \qquad (8)$$

Diminution d'intensité due à l'inclinaison. — Quand le réseau tourne, l'ouverture réelle du faisceau incident varie encore comme $\frac{\cos^2\alpha}{\cos^2\alpha_{min}}$.

J'ai représenté sur la figure 8 la courbe d'intensité spectrale pour une source d'égale énergie, qui tient compte de l'inclinaison du réseau. Pour calculer l'étendue réelle du spectre observable, il faut connaître la radiance spectrale de la source et la sensibilité spectrale du récepteur.

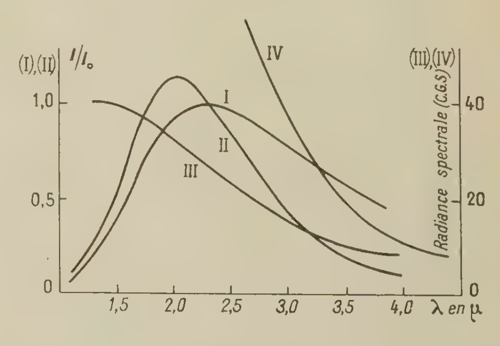


Fig. 8.

Courbes montrant la distribution dans le spectre en tenant compte de l'effet de l'inclinaison : I. Pour une source d'égale énergie; II. Pour un corps noir à 2 000° K.

Courbes donnant la radiance spectrale : III. Pour un corps noir à 2 000° K; IV. Pour un corps noir à 3 000° K.

Pour les courbes I et II, l'intensité I est rapportée à l'intensité I_0 dans le blaze.

Répartition d'intensité dans le spectre avec une source thermique. — A l'aide des tables données par Fabry, j'ai calculé la radiance spectrale r_λ pour diverses températures du corps noir

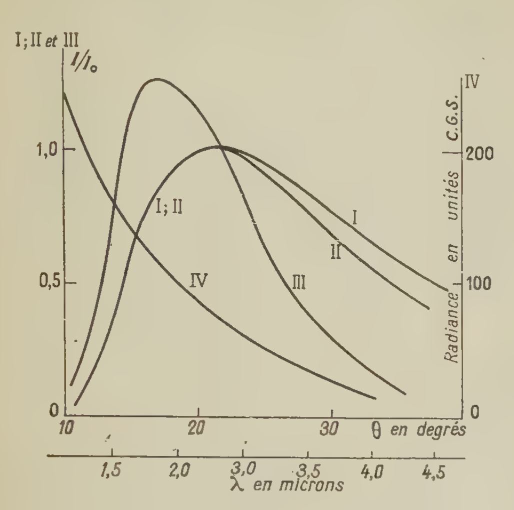


Fig. 9.

Courbes montrant la distribution de l'intensité dans le spectre : I. Pour une source d'égale énergie, lorsque l'on néglige l'effet de l'inclinaison du réseau; II. Pour une source d'égale énergie, lorsque l'on tient compte de l'effet de l'inclinaison du réseau; III. Pour un corps noir à 3 000° K, lorsque l'on tient compte de l'effet de l'inclinaison du réseau.

Courbe IV : Courbe de radiation spectrale pour un corps noir à 3 000° K.

Pour les courbes I, II, III, l'intensité I est rapportée à l'intensité I_0 dans le blaze.

et pour le tungstène. A l'aide de ces résultats, j'ai pu construire les courbes (*fig.* 8 et 9).

Si l'on utilise une cellule photoélectrique ou

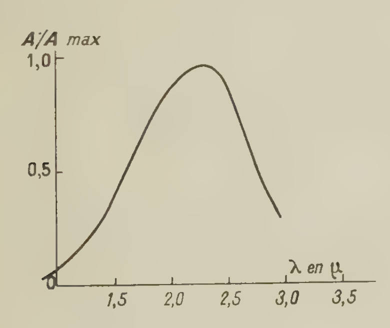


Fig. 10.

Courbe de réponse d'une cellule photorésistante au sulfure de plomb, placé derrière la fente de sortie du spectromètre à réseau. La fente de sortie est éclairée par un corps noir à 3 000° K.

La variation du courant A de la cellule est rapportée au courant maximum A_{max}.

photorésistante, la précision des mesures dépend encore de la sensibilité chromatique de la cellule.

J'ai tracé sur la figure 10, la courbe de réponse d'une cellule au sulfure de plomb, placée à la fente de sortie de notre spectromètre, lorsque la source est un corps noir à 2 000° K.

Cette courbe montre qu'entre 1,5 et 2,8 μ, l'intensité reste supérieure à la moitié de l'intensité dans le blaze.

Calcul de l'énergie recueillie par le récepteur. — Ce qui limite la sensibilité d'une cellule c'est son bruit de fond propre. L'intensité de ce bruit de fond peut être diminuée si l'on opère à basse température et si l'on prend une bande passante étroite. La forme de la surface de la cellule doit être aussi voisine que possible de la forme de la fente de sortie.

Je cherche le flux $\Delta\varphi$ qui tombe sur le récepteur, en négligeant les pertes à l'intérieur de l'appareil.

Soit r_λ la radiance spectrale de la fente d'entrée, soit l sa longueur, e sa largeur et n l'ouverture du système de distance focale f.

On a avec des notations classiques :

$$\Delta\varphi = b_\lambda\,\Delta S\,\Delta\omega\,\Delta\lambda = \frac{r_\lambda\, l\, e\,\Delta\lambda\,\pi}{\pi\, 4\, n^2}.$$

$\frac{\pi}{4n^2}$ est l'angle solide sous lequel on voit le miroir du centre de la fente.

Or

$$\Delta\lambda = K\cos\theta\,\Delta\theta = \frac{K e\cos\theta}{f},$$

d'où

$$\Delta\varphi = \frac{r_\lambda K e^2 l\cos\theta}{4n^2 f}.$$

Application numérique. — J'applique ces résultats à notre réseau; je cherche le $\Delta\varphi$ pour la position du blaze, cela donne

$$\theta = 21^\circ, \qquad \lambda = 2{,}2\ \mu,$$

soit

$$f = 200\,\text{cm}, \qquad n = 10, \qquad e = 50\ \mu,$$
$$l = 1\ \text{cm} \qquad \text{et} \qquad K = 6{,}4\ \mu.$$

Je trouve alors

$$\Delta\varphi = r_\lambda 2.10^{-14}\ \text{W}.$$

Prenons comme source un ruban de tungstène à 3 000° K, pour lequel

$$r_\lambda = 15{,}6\ \text{C.G.S.} \qquad \text{pour} \quad \lambda = 2{,}2\ \mu.$$

Cela donne

$$\Delta\varphi = 3.10^{-13}\ \text{W}.$$

Nous trouvons pour $\Delta\varphi$ une valeur qui est de l'ordre de la sensibilité des cellules les plus récentes.

Si l'on utilise une cellule Lallemand de 8 mm de longueur, il faut pour avoir plus d'énergie, prendre des fentes longues et ajouter devant la cellule un système réducteur d'images.

Aberrations dans le montage de Pfund. Tolérance des aberrations. — La tolérance des aberrations se déduit de la largeur de la fente d'entrée. Cherchons la largeur qu'il faudrait lui donner pour avoir pratiquement le pouvoir de résolution théorique.

A la fente de largeur e correspond un intervalle spectral donné par l'expression

$$\Delta\lambda = \frac{mK\,e\cos\theta}{f}.$$

Ceci donne un pouvoir de résolution P, dû à la largeur de la fente

$$P = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{fm\lambda}{eK\cos\theta}.$$

Identifions P avec le pouvoir de résolution théorique mN. Cela donne une largeur

$$e \sim \frac{f}{2L}.$$

Application numérique. — Soit

$$\lambda = 1\,\mu, \qquad f = 200\,\text{cm}, \qquad L = 20\,\text{cm}, \qquad N = 6.10^4.$$

Je trouve

$$e = 5\,\mu.$$

Une fente aussi fine ne donnera pas assez d'énergie et l'on sera amené à prendre des fentes bien plus larges au prix d'une baisse du pouvoir de résolution.

Ainsi, avec une fente de $50\,\mu$, P ne vaut plus que 6.10^3. Dans le cas d'une fente large, on pourra tolérer une différence de mise au point de $n.e$.

Aberration sphérique. — Nous allons chercher l'ouverture admissible n, pour que l'on puisse utiliser des miroirs sphériques.

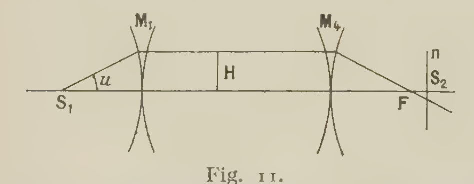


Fig. 11.

F est le foyer marginal; H est le plan paraxial.
Sur la figure, le montage de Pfund est représenté avec la convention de Schwarzschild; le réseau n'est pas figuré.

L'aberration sphérique longitudinale δx du système est, pour un rayon de hauteur H :

$$\delta x = \frac{H^2}{4f} = \frac{f}{16n^2}.$$

En écrivant que $\delta x = ne$, on trouve la condition $n^3 \geq \frac{f}{16e}$.

Pour $f = 200$ cm, $e = 50\,\mu$, on doit avoir $n \geq 13$.

Pour pouvoir utiliser une ouverture suffisante, il faut prendre des miroirs paraboliques.

Coma. — Quand l'aberration sphérique est corrigée, la coma l'est aussi. En effet, étant donné que le grandissement est constant, la condition des sinus est toujours vérifiée.

Astigmatisme et courbure de champ. — J'ai calculé le coefficient d'astigmatisme A et la courbure de Petzval P, en supposant la pupille placée à égale distance des deux miroirs paraboliques, cette distance valant $2f$.

Je trouve, en me servant des formules de Seidel :

$A = 0$ pour des miroirs sphériques;

$A = -\frac{2}{f}$ pour des miroirs paraboliques.

Dans les deux cas : $P = \frac{2}{f}$.

Cherchons, dans l'hypothèse des miroirs paraboliques, l'aspect de l'image d'une fente infiniment mince de longueur l dans le plan de l'image paraxiale.

Soit u le demi-angle d'ouverture; on a un élargissement dz à la hauteur $\frac{l}{2}$.

On a

$$dz = \frac{ul^2(P-A)}{8}.$$

Pour $u = \frac{1}{20}$: $f = 200$ cm, $l = 4$ cm.

Je trouve d$z = 40\,\mu$ pour les miroirs paraboliques.

On voit que pour les fentes longues l'astigmatisme est important. Ce défaut peut être diminué en donnant pour courbure de la fente d'entrée celle de la surface sagittale.

Un autre défaut peut être rapproché de l'astigmatisme; c'est la courbure des raies spectrales.

Courbure des raies spectrales par un réseau. — Prenons le plan du réseau pour plan des XY. OX est parallèle aux traits et OZ normale au réseau complète le trièdre.

Soient deux rayons incidents parallèles $\overline{\text{I}}$A et $\overline{\text{I}}'$A', tombant sur deux traits consécutifs en A et A'.

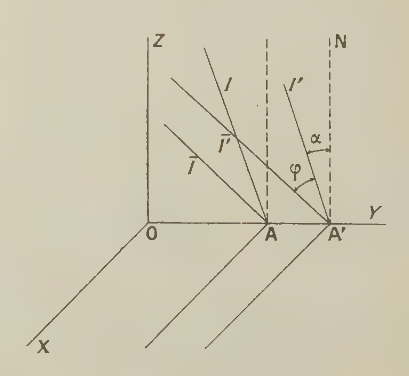


Fig. 12.

Soient φ l'angle de $\overline{\mathrm{I}}\mathrm{A}$ et $\overline{\mathrm{I}}'\mathrm{A}'$ avec le plan OYZ; IA et I'A' les projections de ces rayons sur ce même plan et α l'angle de IA et I'A' avec OZ.

Soient, de même, $\overline{\mathrm{D}}\mathrm{A}$ et D'A' les rayons diffractés dans l'azimuth φ dont la projection sur OYZ font l'angle β avec OZ.

La différence de marche Δ entre les rayons diffractés en A et A' est : dans le 1er ordre :

$$\Delta = a(\sin\alpha - \sin\beta)\cos\varphi.$$

La différence de différence de marche $\delta\Delta$ avec les rayons issus du centre de la fente et cheminant dans le plan OYZ est

$$\delta\Delta = a(\sin\alpha - \sin\beta)(1 - \cos\varphi). \qquad (9)$$

Pour de petites valeurs de φ, en tenant compte de $\varphi \simeq \frac{y}{f}$ ou $y = \frac{l}{2}$ et de

$$a(\sin\alpha - \sin\beta) = \lambda,$$

où λ est la longueur d'onde au point au centre de la fente, (9) s'écrit, en divisant par λ :

$$\frac{\delta\Delta}{\lambda} = \frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\varphi^2}{2} = \frac{y^2}{2f^2}. \qquad (10)$$

Calculons la courbure $\frac{1}{R}$ de la raie pour une fente droite infiniment mince de hauteur $2y$. On a

$$\delta\lambda = \frac{K\,x\cos\theta}{f},$$

x étant l'abscisse dans le plan image. (10) et (9) donnent

$$R = \frac{y^2}{2x} = \frac{f}{\operatorname{tg}\theta}.$$

Pour $f = 200$ cm, $y = 2$ cm, $\theta = 21°$ je trouve

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = 2.10^4 \qquad \text{et} \qquad R = 5\,m.$$

Il en résulte, que pour pouvoir se servir de fentes longues, il est nécessaire de courber la fente d'entrée.

Manuscrit reçu le 1er juin 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Greig J. H. et Ferguson W. F. C. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1950, **40**, 504-506.
[2] Finkelstein N. A. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 179-182.
[3] Conn G. K. T. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1947, **43**, 240-253.

EXPOSÉS ET MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES UTILISÉES POUR L'ÉTUDE DE LA RELAXATION PARAMAGNÉTIQUE ET DE LA RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE ÉLECTRONIQUE

Par JEAN COMBRISSON et JEAN UEBERSFELD,
École Supérieure de Physique et Chimie.

Sommaire. — Après un bref rappel et une définition des grandeurs magnétiques considérées dans les études sur la relaxation paramagnétique et sur la résonance paramagnétique électronique, un certain nombre de techniques expérimentales sont décrites. Ce sont soit des techniques radioélectriques (relaxation), soit des techniques pour hyperfréquences (résonance).

1. Rappels théoriques.

1.1. Susceptibilité paramagnétique. — On définit la susceptibilité paramagnétique « statique » χ_0 d'un corps par le rapport $\frac{\Delta M_0}{\Delta H_0}$ du changement de moment magnétique du corps à la variation du champ magnétique auquel il est soumis. Pour une substance non isotrope, il faut considérer χ_0 comme un tenseur du second ordre; on peut porter son attention sur la valeur de χ_0 dans la direction des variations de champ ΔH, mais alors cette valeur est une fonction des orientations respectives de ΔH, de H_0 (champ magnétique moyen auquel est soumise la substance) et des axes cristallins. Pour une substance isotrope (ou en poudre), il faut considérer les deux cas où H_0 et ΔH sont perpendiculaires et où H_0 et ΔH sont parallèles et donc définir deux susceptibilités :

$$\chi_{0\perp} = \frac{\Delta M_\perp}{\Delta H_\perp}, \qquad \chi_{0\parallel} = \frac{\Delta M_\parallel}{\Delta H_\parallel},$$

$\chi_{0\perp} = \chi_{0\parallel}$ si M est une fonction linéaire de H.

En régime dynamique, c'est-à-dire si H varie sinusoïdalement autour d'une valeur H_0 :

$$H = H_0 + \Delta H \cos \omega t,$$

le moment magnétique varie également sinusoïdalement autour de M_0, mais non en phase avec le champ :

$$M = M_0 + \Delta M' \cos \omega t + \Delta M'' \sin \omega t.$$

Par analogie avec $\chi_0 = \frac{\Delta M_0}{\Delta H_0}$ on définit :

$$\chi' = \frac{\Delta M'}{\Delta H}, \qquad \chi'' = \frac{\Delta M''}{\Delta H}.$$

En toute rigueur, ΔH, $\Delta M'$, $\Delta M''$ étant des vecteurs χ' et χ'' sont des tenseurs du second ordre qui, de plus, dépendent de l'orientation et de l'amplitude de H.

On peut, pour les substances isotropes (ou en poudre) décomposer les variations ΔH en variations parallèles et en variations perpendiculaires à H_0 et introduire : $\chi'_\parallel$, $\chi''_\parallel$, $\chi'_\perp$, $\chi''_\perp$.

En adoptant la notation par variables complexes, on est conduit à définir une susceptibilité complexe :

$$\chi = \chi' - j\chi''.$$

χ' et χ'' sont, de plus, fonction de la fréquence $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ et de l'amplitude H_0 du champ magnétique.

χ' est la dispersion paramagnétique, χ'' est l'absorption paramagnétique, on considère parfois le produit $\nu\chi''$: coefficient d'absorption.

A très basse fréquence, χ est équivalent à χ_0 et χ'' est nul. χ' et χ'' ne sont pas indépendants, ils sont liés par les relations :

$$\chi'(\nu_1) = \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{\nu\chi''(\nu)}{\nu^2 - \nu_1^2}\,d\nu + C,$$

$$\chi''(\nu_1) = -\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \frac{\nu_1\chi'(\nu)}{\nu^2 - \nu_1^2}\,d\nu.$$

Les travaux sur les phénomènes de relaxation paramagnétique (et de résonance paramagnétique électronique) ont eu pour but de mesurer χ', χ'' (ou plus exactement $\chi'_\parallel$, $\chi''_\parallel$ ou $\chi'_\perp$, $\chi''_\perp$) en fonction de H_0, de la fréquence ν, de la température de l'échantillon. D'une façon générale, il y a grand intérêt à expérimenter à la température la plus basse possible car la suceptibilité augmente et les pertes diélectriques ou par effet Joule diminuent.

1.2. Le phénomène de relaxation [1]. — Il est analogue à celui qui existe pour les substances diélectriques et provient du fait que les moments magnétiques élémentaires des particules ne se réorientent pas immédiatement, par suite des interactions spin-réseau et spin-spin, spécialement quand la température est basse. L'étude du phénomène consiste à mesurer χ' et χ'' pour des variations ΔH à une période du même ordre que le temps de relaxation, en présence ou non de champ magnétique continu et à diverses températures.

1.3. Le phénomène de résonance paramagnétique. — C'est par rapport au phénomène de relaxation ci-dessus l'analogue de ce que l'absorption moléculaire des ondes H. F. est par rapport à la relaxation

diélectrique. Il n'apparaît que lorsque l'on étudie les variations de χ' et χ'' pour des champs H_0 grands, perpendiculaires à la direction de ΔH [2].

La fréquence de résonance ν est donnée par la relation :

$$h\nu = g\beta H_0,$$

où β est le magnéton de Bohr, g le facteur de Landé, h la constante de Planck.

Si $g = 2$:

$$\nu \text{ (en MHz)} \neq 3 H_0 \text{ (en Oersteds)},$$
$$\nu = 9\,000 \text{ MHz} \quad \text{pour} \quad H_0 = 3\,000 \text{ Oe},$$
$$\nu = 9 \text{ MHz} \quad \text{pour} \quad H_0 = 3 \text{ Oe}.$$

Les raies de résonance présentent une structure fine et une structure hyperfine [2] qu'il est intéressant de mettre en évidence et d'étudier au point de vue spectroscopique.

1.4. **Principe des expériences.** — On étudie les propriétés magnétiques (χ', χ'') d'une substance paramagnétique en la plaçant dans une région de champ magnétique alternatif H. F. ou U. H. F., c'est-à-dire dans l'inductance d'un circuit résonnant ou dans une cavité résonnante en un ventre de champ magnétique (donc en un nœud de champ électrique). On peut alors au besoin placer cette inductance ou cette cavité dans l'entrefer d'un électro-aimant et dans un système cryostatique.

Étudions comment se comporte l'impédance d'une bobine quand elle possède un noyau paramagnétique (les résultats seraient identiques pour une cavité). L'inductance propre $j\omega L_0$ devient :

$$j\omega L_0(1 + 4\pi\alpha\chi) = 4\pi\omega L_0\alpha\chi'' + j\omega L_0(1 + 4\pi\alpha\chi'),$$

α étant un facteur « de remplissage » dépendant de la quantité de matière et de sa position.

La valeur de l'inductance étant augmentée, la fréquence de résonance du circuit est diminuée, un amortissement supplémentaire est apporté.

$$\Delta L = 4\pi\alpha L_0\chi', \qquad \Delta R = 4\pi\alpha\omega L_0\chi'';$$
$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 2\pi\alpha\chi', \qquad \frac{1}{Q'} = \frac{1}{Q} + 4\pi\alpha\chi'',$$

en appelant Q et Q' les coefficients de surtension du circuit avec et sans substance.

On peut atteindre χ' et χ'' par la mesure du changement de fréquence d'un circuit résonnant ou celle du changement de son facteur de surtension. Il est souvent difficile de séparer complètement les deux phénomènes, le désaccord d'un circuit se traduisant par un amortissement apparent, un amortissement par un changement dans la fréquence de résonance. On peut mesurer l'atténuation globale : désaccord et variation de Q :

$$\eta = \frac{Z(\nu) - Z(\nu_0)}{Z(\nu_0)} = \frac{\Delta R + j\omega\,\Delta L}{R},$$
$$\eta = 4\pi\alpha Q\chi'' + 4\pi j\alpha Q\chi',$$
$$|\eta|^2 = 4\pi^2\alpha^2 Q^2(\chi'^2 + \chi''^2).$$

Un accroissement de χ' et χ''; se traduit par un accroissement de puissance absorbée proportionnel à $\chi'^2 + \chi''^2$. $|\eta|$ est d'autant plus grand que α et Q sont plus grands.

Si l'on utilise un bobinage, il est bon de placer l'échantillon à son centre et de supprimer l'action des variations de champ électrique par un blindage. Si l'on utilise une cavité résonnante, on place l'échantillon en un nœud de champ électrique où les pertes sont réduites.

2. Appareillages électroniques.

Les premières expériences de Gorter et de ses collaborateurs à partir de 1935 ont cherché à étudier le phénomène de relaxation paramagnétique, en fonction de la fréquence, de la température, de la présence d'un champ magnétique continu parallèle ou normal au champ H. F. Dans le cas où le champ continu était normal au champ H. F., les expérimentateurs n'ont pas trouvé les courbes de résonance, comme on pourrait s'y attendre, et ceci simplement parce qu'aux fréquences qu'ils utilisaient, il aurait fallu des champs très faibles, inférieurs aux champs résiduels des électroaimants.

Diverses méthodes ont été utilisées, elles ont été décrites dans l'ouvrage de C. J. Gorter [1], nous en donnerons simplement le principe.

2.1. **Méthodes calorimétriques.** — Dijkstra [1], [3] a mesuré la chaleur dissipée dans un échantillon de matière placé au centre d'un bobinage faisant partie d'un circuit oscillant. Cette chaleur est proportionnelle à $\nu\pi\,(\Delta H)^2$ (où ΔH : champ magnétique oscillant valait de 20 à 2 Oe pour ν valant de 100 kHz à 10 MHz). La substance peut être placée dans un vase Dewar et les variations de température sont mesurées au thermomètre à gaz. Il faut évidemment éviter la présence de toute trace métallique à l'intérieur du vase et protéger la substance contre le champ électrique H. F. en blindant extérieurement le Dewar. On fait une première mesure avec une substance diamagnétique de composition voisine de celle de la substance paramagnétique étudiée, ceci pour corriger les effets des élévations de température parasites. Le Dewar peut être placé dans le champ d'un électroaimant ou de bobines de Helmholtz.

2.2. **Mesure de l'amortissement d'un circuit oscillant.** — Zavoisky [4], [5], désirant vérifier la théorie de Frenkel, a utilisé la méthode suivante : l'échantillon paramagnétique est placé dans l'inductance du circuit oscillant d'un oscillateur dont la polarisation se fait grâce au courant de grille. Les variations de ce courant étant proportionnelles — si elles sont faibles — aux variations d'amortissement du circuit oscillant, il suffit de les mesurer pour atteindre χ''. La mesure se fait par une méthode de zéro (montage potentiométrique) et en plaçant l'inductance dans un champ magnétique continu normal à son axe. Zavoisky a utilisé des longueurs d'onde de 5 m à 35 cm, il a pu mettre en évidence le phénomène de résonance.

2.3. **Méthode par battement.** — Une variation de χ' entraînant une variation d'inductance, un circuit oscillant comprenant cette inductance verra sa fréquence changer. On mesure cette variation de fréquence à l'aide d'un fréquencemètre hétérodyne [6] (*fig.* 1).

Il faut prendre soin que les variations de charge de l'oscillateur n'entraînent pas des variations de fréquence; il est bon d'opérer une première mesure avec un sel diamagnétique de structures cristalline et chimique voisines de celles du sel paramagnétique étudié.

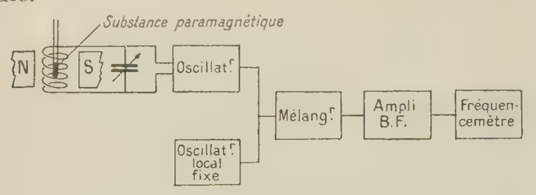


Fig. 1. — Méthode par battement.

2.4. **Méthodes de pont.** — Par les méthodes de pont, on peut mesurer séparément les variations de χ' et celles de χ''. Les premières mesures de Haas, du Pré, Casimir, Clark, Bijl [1], [7] à Leyde ont consisté à utiliser un pont à mutuelle inductance excité par un générateur B. F., l'appareil détecteur étant un galavanomètre à résonance. L'échantillon, à la température de l'hélium liquide, est placé au centre de deux bobinages concentriques, on peut compenser et mesurer la variation de mutuelle et la variation d'absorption.

On peut également utiliser un pont en Té ou en double Té en haute fréquence.

Toutes ces méthodes électroniques mises au point pour l'étude de la relaxation paramagnétique ont le grave défaut de ne pas permettre une étude facile de la courbe de résonance paramagnétique des échantillons, car elles obligent à opérer à des champs magnétiques trop faibles pour permettre l'utilisation d'électroaimants.

Signalons cependant que la résonance paramagnétique des métaux alcalins a été étudiée à des fréquences de l'ordre de 9 MHz, le champ magnétique, de l'ordre de 3 Oe est alors produit par des bobines orientables avec précision par rapport au champ terrestre [8].

Ces diverses méthodes sont voisines de certaines techniques d'étude des phénomènes de résonance nucléaire.

3. Appareillages pour hyperfréquences.

Après la guerre de 1939-1945, le procédé de choix pour l'étude spectroscopique de la résonance paramagnétique électronique a été celui de l'absorption des ondes d'hyperfréquences par les corps paramagnétiques placés dans un champ continu. On a étudié des poudres, des monocristaux, des dilutions magnétiques, des solutions aqueuses, à la température ordinaire et à des températures plus basses atteignant celle de l'hélium liquide. Les travaux se sont développés avec une grande rapidité à partir de 1947 au Clarendon Laboratory, à Oxford (Bleaney et ses collaborateurs), au King's College, à Newcastle (Schneider) et dans de nombreuses Universités américaines. Depuis 1950, les Japonais ont publié de nombreux travaux sur cette question. En U.R.S.S. où le phénomène de résonance a été mis en évidence, les travaux se développent plus lentement.

Les longueurs d'onde utilisées le plus souvent sont 10, 3, 1,25 et 0,85 cm. La plupart des résultats ont été obtenus pour 3 cm, le champ continu nécessaire étant alors de 3 000 Oe environ. Le phénomène de résonance paramagnétique du proton et les résultats du National Bureau of Standards sur le rapport gyromagnétique du proton permettent une mesure commode et très précise (à 10^{-4} près) de ce champ. On peut aussi utiliser le diphényltrinitrophénylhydrazyle [9]. Enfin certains auteurs comparent le champ de l'électroaimant à celui d'un aimant permanent en comparant les forces électromotrices aux bornes de deux bobines qui tournent à la même vitesse, l'une dans le champ magnétique de l'électroaimant, l'autre dans celui de l'aimant permanent [9].

3.1. **Montage type.** — On peut transposer les montages radioélectriques décrits précédemment en montages pour hyperfréquences, les montages utilisés sont plus précisément la transposition du montage de Pound pour l'étude de la résonance nucléaire. Au lieu de la variation d'inductance d'un circuit résonnant, on étudie les variations des propriétés (au point de vue magnétique) d'une cavité résonnante lorsqu'on passe par la condition de résonance. Le schéma de base des montages utilisés est celui de la figure 2 [10].

Les ondes produites par l'oscillateur U.H.F. excitent les vibrations d'une cavité résonnante suivant le mode choisi. Un atténuateur découple l'oscillateur du circuit d'utilisation, un ondemètre permet de mesurer la fréquence. L'échantillon est placé dans la cavité en un ventre de champ magnétique. Un cristal placé dans le guide de sortie détecte la puissance U.H.F. transmise, un galvanomètre la mesure.

Ce montage de base nécessite certaines précautions et a subi des perfectionnements.

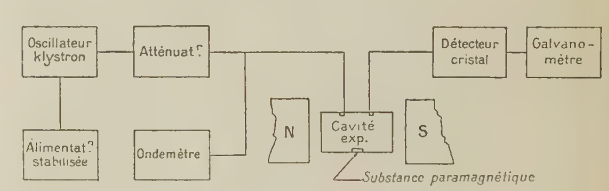


Fig. 2. — Montage type.

3.2. **Montages perfectionnés.** — 3.2.1. *Production des oscillations.* — L'oscillateur utilisé est un klystron reflex, les puissances mises en jeu sont 100 mW au maximum. Exceptionnellement, on utilise un magnétron pour étudier les effets de saturation. Le klystron permet éventuellement une modulation en fréquence, ou par tout ou rien, des ondes U. H. F. qui doivent être stables en puissance et en fréquence [20]. Cette stabilité est réalisée par l'emploi d'alimentations stabilisées (il est recommandé de se servir de piles et accumulateurs), par un découplage convenable entre le klystron et le circuit d'utilisation. On fixe souvent la fréquence à l'aide du montage classique de Pound où une cavité sert de discriminateur, il est préférable que la cavité expérimentale elle-même joue ce rôle. Puissance et fréquence sont mesurées et contrôlées à l'aide d'une dérivation par coupleur directionnel, d'un ondemètre, d'un cristal

détecteur et d'un galvanomètre. Cummerow et Halliday donnent la description d'un tel appareillage [11].

3.2.2. *Cellule expérimentale.* — On utilise soit une cellule d'absorption constituée par une portion de

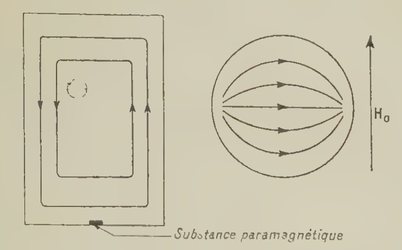


Fig. 3. — Mode TE_{111} d'une cavité cylindrique : lignes de force du champ magnétique et position de l'échantillon.

guide, soit une cavité résonnante. Le premier procédé est réservé à l'étude des gaz, le guide est alors rempli sur une certaine longueur et l'on étudie la puissance transmise. Pour les solides et liquides, on utilise une cavité, le calcul reliant la puissance transmise par la cavité à la susceptibilité magnétique complexe de la substance qu'elle contient est la même que celui fait en 1.4 pour un circuit résonnant. La cavité est utilisée soit par transmission soit par réflexion, les relations entre puissance transmise ou puissance réfléchie et susceptibilité étant analogues]12].

Les cavités sont soit cylindriques, soit rectangulaires, l'échantillon est toujours placé en un ventre de champ magnétique. Il y a intérêt à utiliser de cavités aussi petites que possibles, ceci augmente le rapport du volume de l'échantillon à celui de la cavité, réduit l'encombrement et permet de mieux réaliser la condition d'homogénéité du champ magnétique continu sur tout l'échantillon. L'utilisation du mode TE_{111} d'une cavité cylindrique donne pour celle-ci un diamètre de 2 à 3 cm.

On utilise principalement le mode TE_{111} d'une cavité cylindrique, mode où les lignes de force du champ magnétique ont l'aspect indiqué figure 3. Ce mode est le plus favorable pour l'étude des monocristaux et des solutions. Le monocristal est fixé

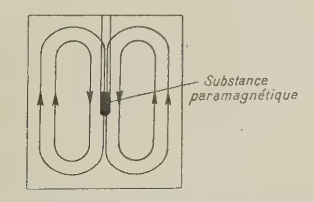


Fig. 4. — Mode TE_{011} d'une cavité cylindrique : lignes de force du champ magnétique et position de l'échantillon.

au centre de l'une des faces de la cavité, face que l'on peut éventuellement faire tourner autour de l'axe du cylindre; le champ magnétique continu étant normal à cet axe, on peut ainsi faire varier par rapport à sa direction celle des axes cristallins. La solution est déposée en couche mince entre le fond de la cavité et une lamelle couvre-objet pour microscope, ceci diminue les pertes dues au fort moment dipolaire électrique de l'eau [13]. Ce mode se prête aussi à l'étude de la résonance d'un métal paramagnétique dont un disque mince serait placé sur une face plane de la cavité [9].

Le mode TE_{011} d'une cavité cylindrique résonnant sur une longueur d'onde de 1,25 [14] ou de 3 cm [15], [16] est aussi utilisé, la forme des lignes de champ est indiquée sur la figure 4, l'échantillon peut être placé suivant l'axe de la cavité [15], [16].

On se sert enfin de cavités rectangulaires (mode TE_{011} principalement) pour des longueurs d'onde de 3 cm [17] et pour des longueurs d'onde supérieures dans le but de diminuer les dimensions de l'entrefer nécessaire; le guide est alors remplacé par du câble coaxial [14].

3.2.3. *Couplage de la cavité expérimentale au guide.* — Il est réalisé de deux façons :

a. La cavité peut être couplée directement au guide par trous, c'est le cas de la plupart des appareillages américains et c'est la méthode commode

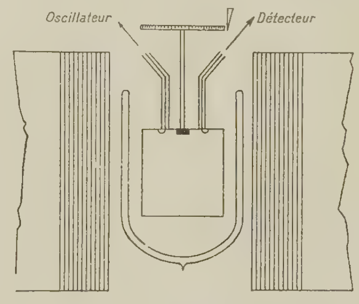


Fig. 5. — Cavité couplée par guides coaxiaux à l'oscillateur et au détecteur. Elle est placée dans un Dewar et dans le champ d'un électro-aimant. Un dispositif permet de faire tourner l'échantillon monocristallin.

lorsque l'on étudie la résonance paramagnétique à la température ambiante. A ce type se rattache le mode de couplage utilisé dans le montage de Lacroix et Extermann [17], où la cavité est constituée par une portion de guide comprise entre un trou de couplage et un piston sur lequel est déposée la substance paramagnétique.

b. On peut coupler la cavité au guide à l'aide de feeders qui sont, soit des câbles coaxiaux (pour 10 ou 3 cm), soit des guides de faible section (pour 1 cm). Ces feeders jouent également le rôle d'atténuateurs. Ce dispositif est utilisé pour les expériences à basse température, car on peut alors placer facilement la cavité dans un vase Dewar [10] (*fig.* 5). On bénéficie donc d'une absorption plus importante à la résonance par suite d'un accroissement de la susceptibilité (loi de Curie), des plus faibles pertes diélectriques, d'un coefficient de surtension de la cavité beaucoup plus important.

3.2.4. *Conditions optima pour obtenir une grande sensibilité.* — Schneider [13], [18] a indiqué l'amplitude du signal que l'on peut obtenir dans le cas de la cellule d'absorption (guide d'onde) et dans le cas de la cavité. Sa formule montre que dans ce dernier cas le coefficient de surtension de la cavité (avec l'échantillon) doit rester grand — ce qui n'est pas le

cas si la cavité est complètement remplie [10] — et que le rapport du volume de l'échantillon à celui de la cavité doit être grand. On obtient une condition optimum quand le coefficient de surtension de la cavité remplie est les deux tiers de celui de la cavité vide.

3.3. Autres types de montages. — Dans le but d'augmenter la sensibilité, on a utilisé des méthodes de zéro (ponts) et des méthodes de détection par hétérodyne.

3.3.1. *Utilisation d'un Té magique.* — L'oscillateur est placé dans un bras du Té, le cristal détecteur dans le bras conjugué. Les deux bras symétriques contiennent l'un la cavité expérimentale, l'autre une impédance réglable ou une cavité identique identiquement remplie et non placée dans le champ magnétique. En l'absence de résonance, le Té est équilibré, à la résonance il y a un déséquilibre qui peut être mesuré ou enregistré. La figure 6 donne le schéma de l'appareillage utilisé par Whitmer et ses collaborateurs [12]. On peut mesurer à l'aide d'un Té : $\chi'^2 + \chi''^2$ ou séparément χ' ou χ'' ; (au moins en valeurs relatives) [13].

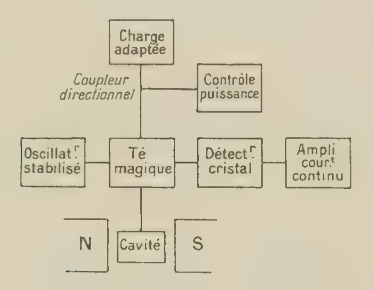


Fig. 6. — Montage utilisant un Té magique.

3.3.2. *Utilisation d'un « Hybrid ring ».* — Elle permet une méthode de zéro comme celle d'un Té.

3.3.3. *Détection hétérodyne.* — On peut [13] superposer à la méthode de pont l'utilisation d'un oscillateur local qui permet un montage superhétérodyne (*fig.* 7).

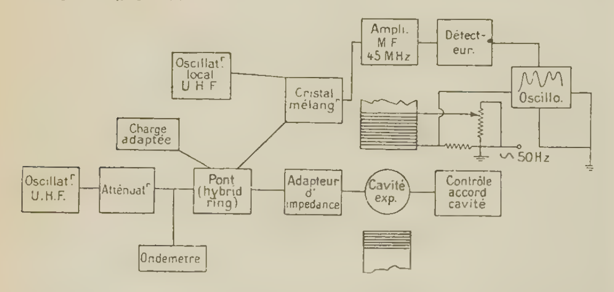


Fig. 7. — Montage du Docteur Schneider : utilisation d'un pont (hybrid ring) d'une détection hétérodyne d'une modulation du champ magnétique.

Les ondes U. H. F. apparaissant dans un bras du pont au moment de la résonance sont mélangées à l'aide d'un cristal avec les ondes U. H. F. provenant d'un autre klystron oscillant à une fréquence calée à f (45 MHz par exemple) de celle de l'oscillateur principal. Un amplificateur H. F. accordé sur f est placé à la sortie du cristal mélangeur. On détecte finalement la moyenne fréquence f amplifiée. Cette méthode accroît notablement la sensibilité, elle permet donc d'étudier les structures hyperfines de la résonance des solutions très diluées et, d'une manière générale, la détection d'un petit nombre de centres paramagnétiques (centres F, par exemple). Les expériences à 1,25 cm ne nécessitent pas un montage aussi sensible, car on peut réaliser des rapports : volume de l'échantillon à volume de la cavité beaucoup plus grands. De plus, à basse température les effets magnétiques étant plus élevés, le montage direct est généralement suffisant.

3.4. Méthodes de détection. — 3.4.1. *Mesure de la puissance transmise.* — On désire tracer la courbe de résonance : χ', χ'' ou $\chi'^2 + \chi''^2$ en fonction de H_0 point par point. Pour cela on utilise un cristal détecteur et un galvanomètre, l'ensemble ayant été préalablement étalonné en puissance [10]; on peut aussi moduler le klystron par tout ou rien [11], donc remplacer le galvanomètre par un amplificateur B.F. sélectif. L'ensemble est étalonné à l'aide d'un atténuateur calibré. Nous avons utilisé une méthode analogue [15] : la fréquence du klystron est modulée sinusoïdalement (ce qui est légitime moyennant certaines précautions) et la tension B. F. obtenue aux bornes du cristal détecteur est amplifiée et mesurée. On mesure l'atténuation due au phénomène de résonance en la comparant à celle d'un atténuateur calibré. Weidner et Whitmer [19] modulent la fréquence du klystron en très basse fréquence : 0,5 Hz en faisant osciller mécaniquement le piston de la cavité de contrôle de fréquence du montage de Pound; en notant le point d'absorption maximm de la cavité pour un champ magnétique continu fixe, on obtient la valeur du coefficient d'absorption.

3.4.2. *Obtention du spectre des raies d'absorption.* — La plupart des expérimentateurs ont été intéressés par l'étude spectroscopique des raies d'absorption (structure hyperfine). Le champ magnétique H est alors modulé sinusoïdalement à 50 Hz à l'aide d'un enroulement supplémentaire. Cette modulation est transmise aux plaques de déflexion horizontale d'un oscillographe cathodique. A la condition de résonance, la tension de sortie aux bornes du cristal détecteur est modulée à 50 Hz, on peut l'amplifier, la détecter et l'appliquer aux bornes des plaques de déflexion verticale de l'oscillographe. Le spectre apparaît sur l'écran.

Cette méthode est la seule capable actuellement de mettre en évidence des phénomènes très fins, elle est schématisée à la figure 7. Malheureusement, l'interaction entre les inhomogénéités du champ continu et le champ alternatif introduisent un bruit supplémentaire qui s'ajoute aux fluctuations du klystron et au bruit des amplificateurs. C'est en diminuant ces sources de bruit, en particulier en améliorant l'homogénéité du champ continu en le modulant à plus basse fréquence que l'on peut espérer augmenter la finesse de résolution.

Nous n'avons mentionné qu'un faible nombre

d'articles fondamentaux traitant des techniques expérimentales, celles-ci restant les mêmes dans de nombreuses publications. Nous remercions M. Blanc (Collège de France) pour les facilités qu'il nous a données pour nos recherches bibliographiques.

Manuscrit reçu le 26 juin 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

Ouvrages à consulter :

BLENNEY B., STEVENS K. W. H., — Paramagnetic resonance. *Rep. Progr. Phys.*, G. B., 1953, p. 108.

GORDY W., SMITH W. V. et TRAMBARULO R. F. — Microwave spectroscopy, J. Wiley and Sons, New-York.

[1] GORTER C. J. — Paramagnetic relaxation. Elsevier Publishing Co.

[2] UEBERSFELD J. et COMBRISSON J. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 104.

[3] DIJKSTRA L. J. — *Thèse*, Amsterdam.

[4] ZAVOISKY. — *J. Phys. U.S.S.R.*, 1945, **9** 211 et 247.

[5] ZAVOISKY. — *J. Phys. U.S.S.R.*, 1946, **10** 170 et 197.

[6] BROER L. J. F. et SCHERING D. C. — *Ph sica*, 1930, **10**, 631.

[7] CASIMIR H. B. G., BIJL D. et DU PRÉ F. K. — *Physica*, 1928, **8**, 453.

[8] HUTCHISON C. A. et PASTOR R. C. — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 285.

[9] KIP A. F. — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 229.

[10] BAGGULEY D. M. S., BLEANEY B., GRIFFITH T. H. E., PENROSE R. et PLUMPTON B. I. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 551.

[11] CUMMEROW R. L., HALLIDAY D. et MOORE G. F. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 1233.

[12] WHITMER C. A., WEIDNER R. T., HSIANG J. S. et WEISS P. R. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1478.

[13] ENGLAND T. S. et SCHNEIDER E. F. — *Physica*, 1951, **17**, 221.

[14] BAGGULEY D. M. S. et GRIFFITH J. H. E. — *Proc. Roy. Soc.*, 1950, A **204**, 188.

[15] UEBERSFELD J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1645.

[16] TOWNES C. H. et TURKEVITCH J. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 148.

[17] LACROIX R. et EXTERMANN R. — *Physica*, 1951, **17**, 427.

[18] Summarized proceedings of a conference on microwave physics (Oxford, July 1952). *Brit. J. Appl. Phys.*, 1953, **3**, 337.

[19] WEIDNER R. T. et WHITMER C. A. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 75.

[20] HIRSHON J. M., WHITE R. L. et FRAENKEL G. K. — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 772.

Complément bibliographique à la mise au point : Résonance paramagnétique électronique : historique et principaux résultats,

par J. UEBERSFELD et J. COMBRISSON (*J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 104).

Ce complément met la bibliographie à jour jusqu'en avril-mai 1953, et comble quelques lacunes. Nous avons gardé la même division analytique et adopté des numéros faisant suite à ceux de la première bibliographie. Les articles de caractère théorique sont précédés d'un astérisque.

Études générales du problème.

[150] ALTSCHULER S. A. (Perméabilité et absorption magnétique). — *J. Exp. Théor. Phys. U.R.S.S.*, 1950, **20**, 1047.

*[151] ANDERSON P. W. et WEISS P. R. (Interaction d'échange). — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 269.

[152] DARROW K. K. — (Mise au point sur la résonance magnétique). — *Bell. Syst. Techn. J.*, 1953, **32**, 384.

[153] DEVRIJER F. W. et GORTER C. J. (Relaxation dans l'alun de chrome). — *Physica*, 1952, **18**, 549.

[154] ESCHENFELDER A. H. et WEIDNER R. T. (Effets de saturation à basse température). — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 358.

[155] FUGIMOTO M. et ITOH J. (Résonance de monocristaux). — *Physica*, 1951, **17**, 266.

[156] GIULOTTO L. et LEVI SETTI R. (Enregistrement des courbes de résonance). — *Nuovo Cimento*, 1949, **6**, 594.

[157] HIRSHON J. M., WHITE R. L. et FRAENKEL G. K. [Appareillage (stabilisation en fréquence)]. — *Rev. Sc Instr.*, 1952, **23**, 772.

[158] HUTCHISON C. A. et SINGER L. S. (Sels de Mn^{++} V^{++}). — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 256.

[159] KOZYREV B. M., SALIKOV S. G. et SHAMONIN (Absorption et dispersion de quelques sels en poudre). — *J. Exp. Théor. Phys. U.S.S.R.*, 1952, **22**, 56.

[160] MALVANO R. Mise au point sur les effets magnéto-optiques aux hyperfréquences). — *Nuovo Cimento*, 1952, **9**, suppl. n° 3, 340.

[161] OVERHAUSER A. W. (Relaxation dans les métaux). — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 689.

*[162] STEVENS K. W. H. (Interaction d'échange). — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 166.

[163] TRENAM R. S. (Sels de Mn, Co, Cu, Gd). — *Proc. Phys. Soc.*, 1953, **66**, A, 118.

[164] WEIDNER R. T. et WHITMER C. A. (Appareillage). — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 75.

[165] WEIDNER R. T. et WHITMER C. A. — *J. Chem. Phys.*, 1952, **20**, 749.

[166] YU TING et WILLIAMS D. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 507.

Aluns (Structure fine, Anisotropie).

[167] KIP A. P., DAVIS C. F., JENNINGS L., REINER D. et MALVANO R. (Résonance de l'alun de chrome à diverses températures). — *Nuovo Cimento*, 1951, **8**, 683.

[168] MALVANO R. (Résonance de l'alun de chrome). — *Nuovo Cimento*, 1949, **6**, 161.

[169] MALVANO R. et PANETTI M. — *Nuovo Cimento*, 1950, **7**, 28.

Fe^{3+}.

[170] BLEANEY B. et INGRAM D. J. E. — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65** A, 953.

[171] TRENAM R. S. (Moment magnétique nucléaire de ^{57}Fe). — *Proc. Phys. Soc.*, 1953, **66** A, 414.

Mn^{++}.

[172] INGRAM D. J. E. — *Proc. Phys. Soc.*, 1953, **66** A, 412,

Cr^{3+}.

[173] BOWERS K. D. — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65** A, 860.

V^{++}.

[174] BAKER J. M. et BLEANEY B. (Spin nucélaire de ^{50}V). — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65** A, 952.

[175] KIKUCHI C., SIRVETZ M. H. et COHEN V. W. (Spin nucléaire de ^{50}V). — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 142.

Cu^{++}.

[176] Abe H. et Shimada J. (Acétate de cuivre). — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 316.
[171] Bleaney B. (Acétate de cuivre). — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 161.
[178] Bleaney B., Bowers K. D. et Trenam R. S. (Moment quadrupolaire des cuivres 63 et 65). — *Proc. Phys. Soc.*, 1953, **66** A, 410.
[179] Kamura T. O., Torizuka Y. et Date M. (Acétate de cuivre). — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 525.

Co .

[180] Baker J. M., Bleaney B., Bowers K. D., Shaw P. F. D. et Trenam R. S. (^{57}Co radioactif). — *Proc. Phys. Soc.*, 1953, **66** A, 305.

Terres rares.

[181] Bleaney B. et Scovil H. E. D. (Praséodyme). — *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 999.
[182] Bleaney B., Scovil H. E. D. et Trenam R. S. (Néodyme). — *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 495.
[183] Bogle G. S., Duffus H. J. et Scovil H. E. D. (Erbium 167). — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65** A, 760.
*[184] Elliott R. J. (Champ cristallin dans les terres rares). — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 167.
*[185] Elliott R. J. et Stevens K. W. H. (Cérium). — *Proc. Roy. Soc.*, 1952, **215** A, 437.
[186] Kip A. F. (Gadolinium métallique). — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 229.
[187] Kip A. F., Kittel C., Portis A. M., Barton R. et Spedding F. H. (Gadolinium métallique). — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 518.
[188] Scovil H. E. D. et Stevens K. W. H. (Samarium). — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65** A, 954.

Ions uraniens.

[189] Elliott R. J. [Paramagnétisme de $(NpO_2)^{++}$ et de $(Pu\ O_2)^{++}$]. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 659.

Ru^{3+}.

[190] Griffiths J. H. E. et Owen J. — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, **65** A, 951.

Solutions d'ions paramagnétiques.

[191] Gartens M. A. Liebson S. H. [Solutions aqueuses de $Mn(NO_3)_2$]. — *J. Chem. Phys.*, 1952, **20**, 1647.

Dilutions magnétiques.

[192] Hersberger W. H. D. et Leifer H. N. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 714.
[193] Hersberger W. H. D. et Leifer H. N. [Résonance de substances phosphorescentes (activateurs paramagnétiques) irradiées ou non]. — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 291.
[194] Spencer E. G., Gartens M. A, Klick C. C. et Schulman J. H. [Résonance d'orthosilicates activés (manganèse)]. — *J. Chem. Phys.*, 1952, **20**, 1177.
[195] Van Wieringen J. S. — *Physica*, 1953, **19**, 397.

Solutions de métaux alcalins.

[196] Hutchison C. A. et Pastor R. C. — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 285.

Radicaux organiques.

[197] Hutchison C. A., Kowalsky A., Pastor R. C. et Wheland G. W. — *J. Chem. Phys.*, 1952, **20**, 1485.
[198] Hutchison C. A., Pastor R. C. et Kowalsky A. G. (Radicaux organiques libres. Structure fine). — *J. Chem. Phys.*, 1952, **20**, 534.
[199] Townsend J., Weissmann S. I. et Pare G. E. (Structure hyperfine de $(SO_3)_2NO^{--}$). — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 606.
[200] Chu T. L., Pake G. E., Paul D. E., Townsed J. et Weissman S. I. — *J. Chem. Phys.*, U. S. A., 1953, **57**, 5, 504-507.
[201] Singer L. S. et Spencer E. G. — *J. Chem. Phys.*, 1953, **21**, 939.

Centres colorés.

[202] Hutchison C. A. et Noble G. A. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 1125.
[203] Kahn A. H. et Kittel C. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 315.

Résonance paramagnétique des gaz.

*[204] Frosh R. A. et Foley H. M. (Structure hyperfine dans les molécules diatomiques. Application aux gaz). — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 1337.

ERRATUM DE LA MISE AU POINT

RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE ÉLECTRONIQUE. HISTORIQUE ET PRINCIPAUX RÉSULTATS

Par J. Uebersfeld et J. Combrisson.

(Février 1953, 14, 104.)

Page 104, formule (1), *lire* $\nu_0 = g\,\frac{\beta}{h}\,H$ (h étant la constante de Planck), *au lieu de* $\nu_0 = g\beta H$.

Page 106, 2e colonne, 34e ligne, *lire*

$$h\nu = g\beta H + D\left(M - \frac{1}{2}\right)f(\theta) + Km,$$

au lieu de

$$h\nu = g\beta H + D\left(M = \frac{1}{2}\right)f(\theta) + Km.$$

Page 109, référence bibliographique]85], *lire* *Proc. Phys. Soc.*, 1951, 64, 601, *au lieu de* *Proc. Phys. Soc.*, 1951, 74, 601.

LETTRES A LA RÉDACTION

DE LA POLARISATION DANS LES RÉACTIONS (dp) ET (dn)

Par J. HOROWITZ et A. M. L. MESSIAH,
Service de Physique mathématique,
C. E. N. Saclay.

Dans un récent article [1], Newns examine le problème de la polarisation des protons émis dans une réaction (dp). Des considérations classiques simples lui permettent de lier l'effet de polarisation à l'interaction des protons avec le noyau cible; ceci explique qu'une théorie du « stripping » telle que celle de Butler [2], qui néglige cette interaction, conduise à une polarisation nulle. Dans l'étude du « stripping » que nous avons faite récemment [3], nous tenons compte de cette interaction et nous nous proposons ici d'évaluer l'effet de polarisation qui en résulte.

Considérons donc la réaction

$$d + \mathcal{N}_1 \rightarrow p + \mathcal{N}_2. \tag{1}$$

Soient **K** et **k** les vecteurs d'onde initial et final, **P** le vecteur de polarisation du proton défini par : $\mathbf{P} = \langle \overline{p \mid \boldsymbol{\sigma}_p \mid p} \rangle$, où la barre indique que l'on a fait la moyenne sur les orientations de d et $\mathcal{N}_1$ et la somme sur celles de $\mathcal{N}_2$.

1. Le plan (**k**, **K**) étant un plan de symétrie pour le problème, **P** est nécessairement dirigé suivant le vecteur $\mathbf{k} \times \mathbf{K}$ perpendiculaire à ce plan. Si l'on désigne par P_+ et P_- les probabilités relatives pour que le spin du proton émergent soit respectivement parallèle et antiparallèle à $(\mathbf{k} \times \mathbf{K})$, la longueur de **P** est donnée par

$$P = \frac{P_+ - P_-}{P_+ + P_-}.$$

2. Il est facile d'obtenir une expression pour P, dans l'approximation où l'on remplace l'interaction $p - \mathcal{N}_1$ par un potentiel moyen $\mathcal{V}$, en faisant usage des notations et calculs de I. On adopte la direction $(\mathbf{k} \times \mathbf{K})$ comme direction de quantification et l'on exprime P en fonction des α_{jl} et des A_l^m. L'expression de P est encore plus simple si, à la place de l'équation (I.32), on exprime le produit scalaire partiel $\mathcal{G}^{\nu\mu_1\mu_2}$ de la façon suivante :

$$\mathcal{G}^{\nu\mu_1\mu_2}(\mathbf{r}) = \sum_{\substack{l\ m \\ J\ M}} \beta_{lJ} C_{l\frac{1}{2}}(JM;\ m\nu) \times C_{Jj_1}(j_2\mu_2;\ M\mu_1)\, G_l^m(\mathbf{r}), \tag{32'}$$

β_{lJ} est l'amplitude de probabilité relative pour que le neutron apparaisse à la surface du noyau $\mathcal{N}_1$ avec un moment orbital l et un moment total J. Les β_{lJ} s'expriment linéairement, en fonction des α_{jl} de I. Dans l'utilisation des calculs de I, il faut bien prendre garde qu'on y étudie la réaction inverse et que dans l'opération de renversement du sens du temps qui fait correspondre (pd) à (dp), les spins sont renversés.

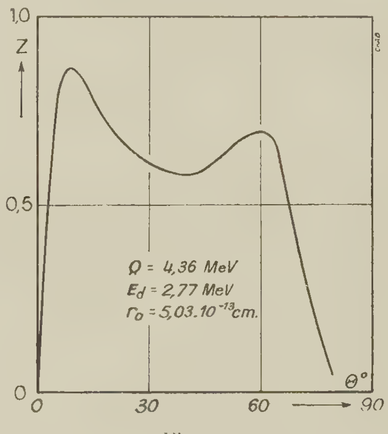


Fig. 1.

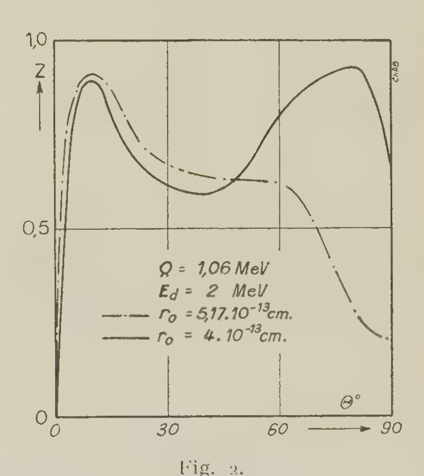


Fig. 2.

Tous calculs faits, il vient

$$P = \frac{2}{3} \frac{\sum_{J\ l} \mp (2J+1)^{-1}(2l+1)^{-1} \beta_{lJ}^2 \left\{ \sum_m m \mid A_l^m \mid^2 \right\}}{\sum_{J\ l} (2l+1)^{-1} \beta_{lJ}^2 \left\{ \sum_m \mid A_l^m \mid^2 \right\}}, \tag{2}$$

où les signes $\mp$ correspondent respectivement aux cas $J = l \pm \frac{1}{2}$.

Rappelons que

$$A_l^m = 4\pi \frac{C}{M} \int e^{i\mathbf{K}.\mathbf{r}} \mathcal{F}(\mathbf{r})\, G_l^m(\mathbf{r})\, d\mathbf{r},$$

Des propriétés de symétrie par rapport au plan (**k**, **K**) résulte que $A_l^m = 0$ si $(l + m)$ est impair.

Si une seule valeur de J (donc de l) intervient, (2) s'écrit :

$$P = \pm \frac{2}{3(2J+1)} \cdot \frac{\sum_m m\, |A_l^m|^2}{\sum_m |A_l^m|^2} = \pm \frac{2}{3(2J+1)} Z(\theta), \quad (3)$$

à comparer avec l'équation (2) [1]. La relation (3) montre que P reste inférieur en valeur absolue à $\frac{2l}{3(2J+1)}$, c'est-à-dire

$$\frac{1}{3}\frac{l}{l+1} \quad \text{si} \quad J = l + \frac{1}{2} \quad \text{et} \quad \frac{1}{3} \quad \text{si} \quad J = l - \frac{1}{2}.$$

3. Dans le cas où $\mathcal{L}$ correspond à la diffusion « potentielle » pure (théorie « potentielle ») nous avons calculé la fonction $Z(\theta)$ pour toutes les formes $l = 1$ étudiées dans I. Les figures précédentes se rapportent aux cas n°s 1, 3 *a* et 3 *b* pour lesquels le signe de la polarisation est bien celui prévu par Newns. Cependant dans le cas cité aux notes (5) et (6) de I, nous avons trouvé le signe opposé; mais ce cas s'était déjà révélé comme « exceptionnel » dans l'étude de la distribution angulaire. Notons enfin que P atteint pratiquement sa valeur maximum à certains angles qui ne sont d'ailleurs pas ceux prévus par Newns.

Nous tenons à remercier MM. Huby et Newns qui ont attiré notre attention sur ce problème et avec qui nous avons eu des échanges de vue fructueux.

Manuscrit reçu le 12 septembre 1953.

[1] Newns H. C. — *Proc. Phys. Soc.*, B, 1953, **66**, 477.
[2] Butler S. T. — *Proc. Roy. Soc.*, A, 1951, **208**, 559.
[3] Horowitz J. et Messiah A. M. L. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 695. Dans la suite nous désignerons cet article par I.

CONTRIBUTION A LA MÉTHODE DE BARRETT ET JOYNER DE DÉTERMINATION DES DIAMÈTRES DE PORES A PARTIR DE L'ISOTHERME D'ADSORPTION A L'AZOTE

Par R. Montarnal,
Institut Français du Pétrole.

La détermination des distributions de diamètres de pores à partir des isothermes d'adsorption-désorption à l'azote, est maintenant classique, et plusieurs méthodes de calcul permettent de déduire la courbe de distribution, à partir de la courbe isotherme.

La méthode de Barrett et Joyner (1) est la plus rigoureuse, mais elle nous place devant l'alternative suivante : l'employer sous sa forme rigoureuse qui est longue et fastidieuse, ou bien l'employer sous une forme simplifiée indiquée par l'auteur, qui lui enlève de sa rigueur. Or il semble possible de conserver la rigueur de la méthode, tout en simplifiant les calculs, comme nous pensons le montrer dans ce qui suit.

Nous reprendrons les notations de Barrett et Joyner.

Les difficultés viennent de l'introduction de l'expression

$$C = \frac{\bar{r}_p - \bar{t}_r}{\bar{r}_p},$$

où $\bar{r}_p$ est le rayon d'un pore nu, $\bar{t}_r$ l'épaisseur de la couche d'azote adsorbé physiquement à une pression p; $\bar{r}_p - \bar{t}_r$ représente le rayon actuel d'un pore qui, étant nu, avait le rayon $\bar{r}_p$. Si A_p représente la surface des pores nus de rayon $\bar{r}_p$, CA_p représente la surface actuelle de ces pores, recouverts d'une couche d'azote t_r. Dans la méthode de Barrett, on est amené à calculer l'expression $\sum CA_p$ en étendant la somme depuis les pores de rayon $\bar{r}_p$, où se produit la condensation capillaire jusqu'aux pores de rayon infini (pratiquement, jusqu'aux pores de rayon maximum). Rappelons que CA_p représente la surface libre actuelle (c'est-à-dire la surface libre compte tenu de l'adsorption d'une couche d'épaisseur $\bar{t}_r$) de tous les pores débarrassés de la condensation capillaire à cette pression. Cette somme s'effectue pour une pression déterminée, pour laquelle $\bar{t}_r$ est bien déterminé et fixe; C est donc uniquement fonction de $\bar{r}_p$. Mais pour une valeur différente de la pression, $\bar{t}_r$ est différent et toutes les valeurs de C doivent être calculées à nouveau. On a donc une double infinité de valeurs de C à calculer (en fonction de $\bar{r}_p$ et de $\bar{t}_r$). Pour éviter cela, Barrett suggère de prendre une valeur unique de C; ce qui est légitime, mais moyennant une certaine approximation, parfois difficile à chiffrer.

Or si nous reprenons l'expression $\sum CA_p$, nous voyons qu'elle s'écrit

$$\sum \frac{\bar{r}_p - \bar{t}_r}{r_p} A_p = \sum A_p - \sum \frac{\bar{t}_r}{\bar{r}_p} A_p.$$

Comme la sommation s'effectue pour une pression fixe où $\bar{t}_r$ est le même pour tous les termes de la somme, on a :

$$\sum CA_p = \sum A_p - t_r \sum \frac{A_p}{r_p}.$$

L'expression $\sum A_p$ est la surface poreuse au-dessus du rayon de condensation capillaire; et nous la connaissons par le principe même de la méthode.

(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, 1951, **73**, 373-380.

L'expression $\sum \frac{A_p}{\bar{r}_p}$ (qui représente, à un facteur près, la longueur poreuse au-dessus du rayon de condensation capillaire) peut se calculer facilement. Il suffit d'ajouter au tableau de calcul de Barrett, une colonne pour calculer $\frac{A_p}{\bar{r}_p}$ puis une autre pour calculer $\sum \frac{A_p}{\bar{r}_p}$, Par ailleurs $\bar{t}_r$ étant connu à chaque pression, une nouvelle colonne donne $\bar{t}_r \sum \frac{A_p}{\bar{r}_p}$, puis une quatrième $\sum \frac{A_p}{\bar{r}_p} - \bar{t}_r \sum \frac{A_p}{\bar{r}_p}$.

En résumé, l'addition de quatre nouvelles colonnes dont le calcul est facile et correspond exactement à l'esprit de la méthode, permet à celle-ci de rester rigoureuse en devenant à peine plus longue que lorsqu'on utilise une valeur constante de C. La rigueur de la méthode est alors seulement limitée par la largeur de l'intervalle de désorption. La légitimité du résultat obtenu dépend, elle, de la légitimité des hypothèses physiques faites sur le phénomène d'adsorption.

Manuscrit reçu le 7 octobre 1953.

SUR L'INTERPRÉTATION DES COURBES CRYOMÉTRIQUES

Par Y. Doucet,

Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Dijon.

La récente « Lettre à la Rédaction » de G. Petit [1] sur l'interprétation théorique des courbes cryométriques des solutions dans les électrolytes forts appelle quelques remarques complémentaires.

1° La loi expérimentale de Raoult $\frac{\Delta t}{m} = \lambda$ est toujours une loi-limite même pour les solutions idéales. Aux concentrations finies, la condition d'équilibre thermodynamique conduit à

$$\int_{T_0}^{T} \frac{L \, \mathrm{d}T}{RT^2} = \mathrm{Log}(1 - x_a) f_b, \tag{1}$$

où x_a désigne la concentration du corps dissous par sa fraction molaire et f_b le coefficient moyen d'activité du solvant. L'intégration pour les solutions idéales donne la formule bien connue de Van Laar, Schröder.

Si on la développe en série pour des solutions diluées, on trouve [2] en introduisant la molarité m et l'abaissement de température $T_0 - T = \Delta t$,

$$\frac{\Delta T}{m} = \lambda \left[1 - \left(\frac{M}{2\,000} + \frac{\lambda}{T_0} \right) m + \frac{M}{1\,000} \left(\frac{M}{3\,000} + \frac{\lambda}{T_0} \right) m^2 + \dots \right],$$

avec

$$\lambda = \frac{RT_0^2}{L} \frac{M}{1\,000}.$$

La courbe cryométrique idéale n'est donc pas une parallèle aux abscisses.

En solution benzénique pour $m = 1$, l'écart est de 5,7 pour 100 et avec le cyclohexane il atteint 18 pour 100.

2° Dans un travail remarquable, R. Haase [3] a traité le cas général d'une solution binaire, le soluté se dissociant en ν_a particules et le solvant en ν_b. En appelant ν_i le nombre de particules de l'espèce i, obtenu par dissociation d'une molécule de solvant, l'équation ci-dessus devient

$$\int_{T_0}^{T} \frac{L \, \mathrm{d}T}{RT^2} = \Sigma \nu_i \,\mathrm{Log}\, x_i + \nu_b \,\mathrm{Log}\, f'_b. \tag{2}$$

Toutes les concentrations x_i et aussi f_b dépendent de la fraction molaire stœchiométrique x du corps dissous d'une façon compliquée.

Si f_b est constant, on peut écrire

$$\nu_b \,\mathrm{Log}\, f'_b = -\Sigma \nu_i \,\mathrm{Log}\, x_i^0, \tag{3}$$

expression dans laquelle x_i^0 désigne la fraction molaire de la particule i de corps dissous dans le solvant pur.

Supposons maintenant que le solvant et le soluté soient tous deux totalement dissociés à toutes concentrations. Soient $\beta, \gamma, \dots, \omega$ les particules du solvant

$$\nu_b = \nu_\beta + \nu_\gamma + \dots + \nu_\omega,$$

désignons par $1, 2, \dots, \alpha$ les particules du soluté distinctes de celles du solvant et supposons que celles β, γ sont communes

$$\nu_a = \nu_1 + \dots + \nu_\alpha + \nu'_\beta + \nu'_\gamma$$

ou encore, ν représentant les particules distinctes,

$$\nu_a = \nu + \nu'_\beta + \nu'_\gamma.$$

Il vient alors

$$\int_{T_0}^{T} \frac{L}{RT^2} \mathrm{d}T = \Sigma \nu_i \,\mathrm{Log} \left(\frac{1 - x + \frac{\nu'_i}{\nu_i} x}{1 - x + \frac{\nu_a}{\nu_b} x} \right). \tag{4}$$

Cette formule (4) *donne la loi cryométrique générale en milieu idéal salin totalement dissocié.*

Avec A. Leduc nous avons, entre autres, étudié le système NO_3K—NO_3Ag depuis $x = 0$ jusqu'à $x = 1$ en prenant successivement NO_3Ag, puis NO_3K comme solvant [4]. On a $\nu_a = \nu_b = 2$, pour l'ion (NO_3) $\nu'_i = \nu_i = 1$. Pour l'ion K (NO_3K solvant) $\nu'_i = 0$, on retrouve la formule (1). Mais elle n'est valable que dans ce cas particulier.

Envisageons maintenant le cas des solutions diluées et développons (4) en série comme il a été fait pour (1). Dans l'échelle des molarités on arrive à

$$\frac{\Delta t}{m} = \nu\lambda \left[1 - \left(\frac{\nu\lambda}{T_0} + \frac{M}{1\,000} \left(1 - \frac{n}{2\nu} \right) \right) m + \dots \right],$$

avec

$$n = 2\nu - \frac{\nu_a^2}{\nu_b} - \frac{\nu_\beta'^2}{\nu_\beta} + \frac{\nu_\gamma'^2}{\nu_\gamma} \dots.$$

Ici encore on voit que *la courbe cryométrique en*

solutions diluées idéales n'est pas « l'horizontale de Raoult ».

Si maintenant le terme f'_b intervient, il apparaît par des puissances positives de m et il peut se faire qu'il diminue la pente de la droite. Si bien qu'une horizontale peut fort bien être fournie par une solution non idéale.

En conclusion, il est difficile de trouver un critère cryométrique d'idéalité si l'on se borne aux solutions diluées.

Une courbe cryométrique légèrement inclinée sur l'axe des abscisses peut, tout au plus, suggérer la possibilité d'existence d'une solution idéale diluée.

3° L'application de la règle de Brönsted que G. Petit utilise pour expliquer le caractère idéal est valable lorsque le solvant est un hydrate salin. Prenons, par exemple, $CaCl_2 6H_2O$. A son point de fusion $\frac{1}{2} \Sigma m_i z_i^2$ vaut 27,78 en comptant une mole de $CaCl_2$ pour 108 g de solvant. Une dissolution d'un sel binaire symétrique à la molarité 0,2 ne l'augmente que de 0,2. Mais dans un sel fondu comme NO_3Ag il n'y a que 5,9 moles dans 1000 g de solvant et la force ionique est seulement 5,9. Cependant ce sel forme avec NO_3K un système idéal dans toute l'étendue des concentrations. Il faut alors faire appel à une autre idée.

On peut envisager « l'entropie de forme ». Si les rayons des ions non communs sont du même ordre de grandeur, les N_1 molécules du solvant sont indiscernables des N_2 molécules du soluté, au point de vue du nombre de complexions statistiques. On trouve alors que l'entropie molaire de mélange est

$$S_m = -RN_1 \operatorname{Log} N_1 - RN_2 \operatorname{Log} N_2.$$

C'est précisément celle des solutions idéales. Selon Hildebrand, la solution est donc au moins « strictement régulière ». De plus si — comme le signale Petit — les interactions ne changent pas en permutant deux ions distincts ou bien si les liaisons entre molécules du solvant sont les mêmes qu'entre celles solvant-solution, l'énergie interne de mélange est nulle.

Alors la solution est idéale.

4° Quand il y a lieu de supposer que l'écart à la courbe idéale est dû à une dissociation incomplète du corps dissous, on peut calculer un coefficient α. Mais la méthode de Van't Hoff est mauvaise puisqu'elle suppose que la loi $\frac{\Delta t}{m} = \lambda$ s'applique à des concentrations finies. Ce sont les formules (2) et (3) qu'il faut exploiter. La loi d'Ostwald et la loi d'action de masses s'appliqueront aux fractions molaires de préférence aux molarités car celles-ci ne sont proportionnelles à celles-là qu'en solutions diluées.

Manuscrit reçu le 7 octobre 1953.

[1] PETIT G. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 548.
[2] DOUCET Y. — *J. Chim. Phys.*, 1953, **50**, 42.
[3] HAASE R. — *Z. Naturforsch.*, 1953, **8 a**, 380.
[4] DOUCET Y. et LEDUC J. A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 52.

LE SOUFFLAGE DU VERRE AVEC DE L'AIR SEC OU UN GAZ INERTE

Par M. Serge DOUSSON.

Service de Physique Nucléaire,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay,
Gif-sur-Yvette (Seine-et-Oise).

La construction de bancs à vide élevé sans apport de vapeur d'eau ou la modification d'installations en verre polluées par des gaz nocifs et radioactifs ont nécessité la mise au point de l'appareil décrit ci-dessous.

Cet appareil se compose (*voir* figure) :

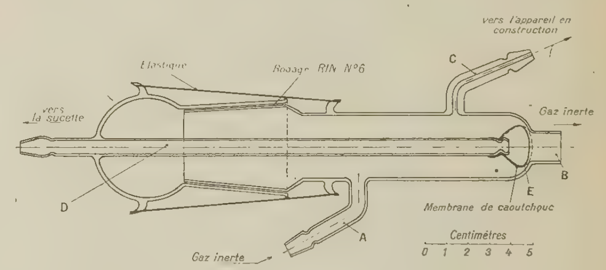
1° d'un tube A permettant l'admission d'un gaz inerte;

2° d'un tube B qui laisse échapper très librement ce gaz;

3° d'un tube capillaire C qui conduit le gaz par l'intermédiaire d'un tuyau de caoutchouc dans l'appareil en fabrication;

4° d'un tube D dont l'extrémité extérieure est reliée à la sucette du souffleur;

5° A l'extrémité intérieure de ce tube D est fixée une poche E en caoutchouc très fin et très souple (baudruche), capable de se gonfler sans difficulté. Cette membrane fait office de robinet et vient boucher l'orifice de sortie du gaz quand on souffle par la sucette. Ce gaz s'échappe s'échappe alors par le tube capillaire.



Cet appareil constitue en somme la commande par la bouche de l'admission du gaz de soufflage dans l'enceinte en verre. Ce gaz peut être de l'air sec ou, dans le cas où l'on désire éviter toute oxydation, du gaz inerte.

Il est nécessaire d'ajouter que son emploi ne diminue en aucune façon la précision du débit et de la pression que pourrait donner directement la bouche, à condition toutefois que le débit du gaz inerte soit suffisamment bien réglé.

Nous avons pu ainsi éviter l'oxydation intérieure des compteurs Geiger-Müller, l'introduction d'humidité dans les bancs de pompage et, de ce fait, supprimer les colonnes desséchantes qui donnent une trop grande inertie à l'air insufflé et ne sont pas toujours efficaces. Nous avons pu également apprécier l'emploi de cet appareil pour nous protéger des particules radioactives introduites dans les bancs, des vapeurs de graisse, des solvants, plus ou moins toxiques.

Ce travail a été exécuté dans le cadre du groupe des techniques nucléaires, sous la direction de M. Berthelot, Chef du Service de Physique Nucléaire.

Manuscrit reçu le 13 octobre 1953.

REVUE DES LIVRES

Revue annuelle de la Science nucléaire. II. (1 vol. 15 × 22 cm, IX + 429 pages, Annual Reviews, Inc. Stanford, États-Unis, 1953).

Ce livre est le deuxième de la série. Chacun des chapitres a été rédigé par un spécialiste de la question traitée. En voici l'énumération :

Origine et abondance des éléments, par R. A. Alfoher et R. C. Herman;
Production d'énergie dans les étoiles, par E. E. Salpeter;
Production et distribution du radiocarbone naturel, par E. C. Anderson;
Progrès récents des accélérateurs, par E. L. Chu et L. I. Schiff;
Réactions nucléaires provoquées par des particules de grande énergie, par D. H. Templeton;
Études récentes sur les réactions photonucléaires, par K. Strauch;
Corrélation angulaire des radiations nucléaires, par M. Frauenfelder;
Particules sous-nucléaires, par J. S. Blair et G. F. Chav;
Effets des radiations dans les solides, par G. J. Dienes;
Isotopes, par J. Bigebisen;
Moments nucléaires, par B. T. Feld;
Clarification expérimentale de la théorie de la décroissance β, par E. J. Konopinski et L. M. Langer;
L'énergie dans la décroissance β, par C. D. Coryell;
Origine et propagation des rayons cosmiques, par L. Biermann;
Progrès expérimentaux dans la diffusion nucléon-nucléon et leurs conséquences théoriques, par G. Breit et R. L. Gluckstern;
Fission de grande énergie, par R. W. Spence et G. P. Ford.
Chacun des sujets traités est accompagné d'une bibliographie importante et nécessaire pour compenser l'aspect nécessairement schématique du texte.

Dupuy.

Barrow (R. F.), Caunt (A. D.), Downie (A. R.), Herman (R.), Huldt (E.), Mc Kellar (A.), Miescher (E.), Rosen (B.) et Wieland (K.), **Constantes sélectionnées. Atlas des longueurs d'onde caractéristiques des bandes d'émission et d'absorption des molécules diatomiques** (1 vol. 21 × 27 cm, 389 pages, Hermann et Cie, Paris, 1953, 5 600 f).

Cet atlas, destiné à compléter les « données spectroscopiques concernant les molécules diatomiques » décrit près de 13 000 têtes ou maxima de bandes de 299 molécules diatomiques, rangées dans l'ordre des longueurs d'onde décroissantes de 15 000 à 750 Å et, environ 4 000 raies individuelles de H_2 dans cette région. Il comprend, en outre, des listes complètes de bandes pour certaines molécules d'intérêt particulier.

J. Combrisson.

Lecorguillier (J.), **Les tubes à décharges lumineuses et leurs appareillages** (1 vol. 16 × 25 cm, 231 pages, Eyrolles, Paris, 1953, 1800 f).

L'auteur a délaissé un peu les phénomènes physiques que l'on rencontre dans la décharge électrique à travers les gaz et a insisté sur l'appareillage nécessaire au fonctionnement des lampes, c'est dire qu'il a en vue plus particulièrement les utilisations industrielles.

Le livre commence par un résumé rapide concernant la décharge dans les gaz, les électrodes, l'amorçage. Dans un chapitre plus étendu, l'auteur traite des caractéristiques principales des tubes usuels utilisés pour l'éclairage ou l'irradiation. Les chapitres suivants sont relatifs à la stabilisation des tubes ce sont : Généralités sur la stabilisation; Tubes selfs redresseurs; Stabilisation par self des tubes à deux électrodes symétriques; Stabilisation par capacité et self en série; Association des divers modes de stabilisation. Le dernier chapitre a trait aux dispositifs utilisant des transformateurs.

Dupuy.

Comité international de thermodynamique et de cinétique électrochimiques (1 vol. 17 × 24 cm, XVI + 406 pages, Liberia ecl., Milan, 1950, 3 800 L).

Cet Ouvrage est le compte rendu d'une réunion tenue en 1950. Il y avait six sections d'études groupant chacune un certain nombre de conférenciers : équilibres électrochimiques, cinétique électrochimique, application à l'étude de la corrosion, application à l'étude de la Chimie générale et de la Chimie analytique, polarographie, nomenclature et définitions électrochimiques.

Loiseau (J.), **La mécanique rationnelle dans un espace à quatre dimensions et ses applications** (1 vol. 18 × 27 cm, 312 pages, Service de documentation et d'information technique de l'Aéronautique, Paris, 1952, 2 500 f).

Dans la table des matières, on relève les chapitres suivants : équations générales, électromagnétisme, variation apparente de la masse avec la vitesse, la gravitation, mouvement d'un corps solide, étude d'un milieu continu, propagation des ondes, les quanta et la mécanique rationnelle dans l'espace à quatre dimensions, mécanique quantique.

Lumsden (J.), **Thermodynamics of alloys** (Thermodynamique des alliages) (1 vol. 14 × 21,5 cm, XV + 384 pages, The Institute of Metals, Londres, 1952, 35 s).

Cet Ouvrage traite de l'application de la thermodynamique à l'étude quantitative des équilibres de phases des métaux et alliages. Après une introduction mathématique et des rappels de thermodynamique, l'auteur étudie les métaux solides et liquides, les gaz imparfaits, les pressions de vapeur, les solutions binaires, les solutions diluées, le système Zn — Sn, le système Zn —Cd, les chaleurs de fusion, le système Zn—Cu, l'énergie libre d'alliages liquides, les solutions solides, les cristaux imparfaits et liquides.

Tiollais (R.), **La Chimie organique** (1 vol. 11,5 × 17,5 cm, 134 pages, Presses universitaires de France, Paris, 1951).

Cet Ouvrage de la collection « Que sais-je ? » constitue une bonne vulgarisation et doit être très utile à ceux qui ont oublié leurs cours de Chimie organique ou n'en ont pas suivis. Après quelques généralités, l'auteur décrit les fonctions carbures (acycliques et cycliques), oxygénées (alcool, phénol, éther, aldéhyde, cétone, quinone, cétène, acide, ester), azotées (nitrile, carbylamine, amine, amide), puis les composés hétérocycliques. Le livre se termine par une courte bibliographie.

Gravity Waves (Ondes de gravité) (1 vol. 15 × 23 cm, IV + 287 pages, U. S. Government Printing Office).

Cet Ouvrage est le compte rendu d'un colloque organisé en 1951 par le National Bureau of Standards. Il contient 33 articles d'auteurs de divers pays.

ROCHE (E.), **Application de la notion d'échauffement relatif à l'étude de la convection forcée de la chaleur** (1 vol. 18 × 27 cm, 77 pages, Service de documentation et d'information technique de l'Aéronautique, Paris, 1952, 750 f).

Après des définitions et rappels théoriques, l'auteur étudie les relations entre l'échauffement et la perte de charge, les écoulements dans les tubes en régime laminaire et en régime turbulent, les écoulements entre plans parallèles et perpendiculaires à un faisceau de tubes, les variations des propriétés physiques du fluide dans un appareil, les résultats d'essais.

BARRET (P.), **Température et équilibre thermique dans une flamme de diffusion** (1 vol. 18 × 27 cm, 114 pages, Service de documentation et d'information technique de l'Aéronautique, Paris, 1952, 1200 f).

Après une introduction sur les flammes et la notion de température d'une flamme, l'auteur étudie l'équilibre thermique entre particules de carbone et gaz dans les flammes de diffusion, l'application de la méthode du renversement des raies aux flammes éclairantes, les méthodes expérimentales pour la mesure optique des températures de flammes. L'Ouvrage se termine par une description du dispositif expérimental, l'énoncé et l'interprétation des résultats.

ROSEAU (M.), **Contribution à la théorie des ondes liquides de gravité en profondeur variable** (1 vol. 18 × 27 cm, 89 pages, Service de documentation et d'information technique de l'Aéronautique, Paris, 1952, 1300 f).

RIBAUD (M. G.), **Constantes thermodynamiques des gaz aux températures élevées** (1 vol. 18 × 27 cm, 169 pages, Service de documentation et d'information technique de l'Aéronautique, Paris, 1952, 1500 f).

Cet Ouvrage rappelle des équations et définitions fondamentales dans la thermodynamie des gaz : chaleurs spécifiques, grandeurs thermodynamiques, équations d'état, diverses formes d'énergie d'une molécule (de rotation, de vibration, électronique). Après des exemples concrets de calcul et de mesure des constantes thermodynamiques d'un gaz, l'auteur donne des tableaux de ces constantes pour des gaz diatomiques, des gaz polyatomiques, des gaz monoatomiques, des carbures saturés, des carbures non saturés, des composés organiques divers.

VERNOTTE (P.). **Le rôle de la régularité dans le calcul numérique** (1 vol. 18 × 27 cm, 33 pages, Service de documentation et d'information technique de l'Aéronautique Paris, 1952, 350 f).

ROUARD (M. P.), **Propriétés optiques des lames minces solides** (1 vol. 16,5 × 25,5 cm, 84 pages, Gauthier-Villars, Paris, 1952).

ROUARD (M. P.), **Applications optiques des lames minces solides** (1 vol. 16,5 × 25,5, cm, 54 pages, Gauthier-Villars, Paris, 1952, 700 f).

Ces deux fascicules du *Mémorial des Sciences physiques* se complètent, le premier traitant des facteurs de réflexion, de transmission, d'absorption des lames minces, des changements de phase à la réflexion et à la transmission et de la détermination des constantes optiques, la seconde des applications : diminution ou augmentation du facteur de réflexion, filtres interférentiels, applications diverses des lames minces.

JORDAN (P.), **Schwerkraft und Weltall** (Gravitation, cosmogonie) (1 vol. 15 × 21 cm, VIII + 204 pages, F. Vieweg, Brunswick, 1952).

Cet ouvrage est divisé en deux parties : théorie de Riemann-Einstein (géométrie et gravitation), théorie de la gravitation.

CHAMBADAL (P.), **Les machines thermiques** (1 vol. 11 × 16 cm, 216 pages, A. Colin, Paris, 1952).

Ce petit livre est une présentation des principes de la thermodynamique qui sont appliqués dans l'industrie à la transformation de l'énergie thermique en énergie mécanique et réciproquement.

Après une brève reprise des définitions fondamentales, l'auteur détaille de façon claire et suffisante l'usage des diagrammes fondamentaux des vapeurs et des gaz. Il aborde ensuite les cycles moteurs de la vapeur d'eau et des gaz permanents; il étudie dans les derniers chapitres les applications aux machines à piston, aux turbines à vapeur ou à gaz, aux compresseurs centrifuges et axiaux.

En résumé, ce volume est un excellent intermédiaire entre les *Éléments de thermodynamique*, de Ch. Fabry, déjà parus dans cette collection, et les Ouvrages consacrés à des machines thermiques particulières.

A noter, à la fin du volume, une bibliographie importante qui permettra au lecteur intéressé par un point plus particulier de se reporter aux textes adéquats.

Mme J. PAUTHIER.

MARÉCHAL (A.), **Imagerie géométrique, aberration** (Traité d'Optique instrumentale), (1 vol. 16 × 25 cm, XII + 244 pages, *Revue d'Optique*, Paris, 1952, broché : 1600 f).

Cet Ouvrage est le premier tome d'un traité qui reproduit une part importante de l'enseignement que reçoivent actuellement les élèves de l'École Supérieure d'Optique. Cet enseignement suppose acquises les notions de Mathématiques supérieures.

La première section de ce traité d'Optique instrumentale consacrée à la « formation des images » comprend deux tomes; le premier qui nous intéresse ici est intitulé : *Imagerie géométrique, aberration*.

Dans cet Ouvrage, l'auteur à réduit l'étude de l'approximation de Gauss généralement trop abstraite, au minimum indispensable pour une étude sérieuse de l'Optique appliquée. Il a cherché à mettre en évidence la marche des raisonnements plutôt que le détail des calculs dans l'examen des diverses aberrations.

Extrait de la table des matières :

Lois générales, approximation de Gauss : Lois générales de l'Optique géométrique; Recherches du stigmatisme rigoureux; Approximation de Gauss; Propriétés générales des instruments d'optique.

Les aberrations des systèmes optiques : Aberrations chromatiques; Généralités sur les aberrations géométriques; L'aberration sphérique; La Coma; L'astigmatisme et la courbure du champ; La distorsion.

Calcul des aberrations; Aberration d'excentrement; Méthodes expérimentales d'étude des aberrations; Symétrie et rendement des images; Prismes et trains de prismes.

Propriétés géométriques des réseaux.

Systèmes astigmates.

Optique classique et optique électronique.

Cet Ouvrage pourra être utile d'abord aux ingénieurs constructeurs, mais les physiciens, chercheurs et techniciens pourront y trouver des renseignements sur des points de l'Optique géométrique.

Il apportera une aide efficace aux professeurs chargés de l'enseignement de l'optique géométrique.

Signalons pour terminer un index alphabétique qui complète la table des matières très claire.

La présentation matérielle est très bonne (les livres brochés sont vendus coupés).

J. BADOZ.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 144225 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1953.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881

PROCÈS-VERBAUX

ET

RÉSUMÉS DES COMMUNICATIONS

FAITES PENDANT L'ANNÉE 1953

Siège social : 44, rue de Rennes, PARIS (VIe)

PARIS
Société JOURNAL DE PHYSIQUE Éditeur
12, Place Henri-Bergson
—
1954

TABLE DES MATIÈRES

*

RÉUNIONS COMMUNES AVEC LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS ET LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRICIENS.

SÉANCE DU 25 AVRIL 1953.

SÉANCE DU 9 MAI 1953.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 9 JANVIER 1953.

SÉANCE DU 6 FÉVRIER 1953.

SÉANCE DU 13 AVRIL 1953.

SÉANCE DU 18 MAI 1953.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 12 DÉCEMBRE 1952.

SÉANCE DU 23 JANVIER 1953.

SÉANCE DU 27 MARS 1953.

SÉANCE DU 29 MAI 1953.

SECTION CENTRE-OUEST.

(Poitiers.)

SÉANCE DU 21 JUIN 1952.

SÉANCE DU 22 NOVEMBRE 1952.

SÉANCE DU 13 DÉCEMBRE 1952.

SÉANCE DU 31 JANVIER 1953.

SÉANCE DU 21 FÉVRIER 1953.

SÉANCE DU 12 MARS 1953.

SÉANCE DU 5 MAI 1953.

SECTION SUD-EST.

(Grenoble et Lyon.)

SÉANCE DU 19 DÉCEMBRE 1952.

SÉANCE DU 27 FÉVRIER 1953.

SÉANCE DU 30 AVRIL 1953.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 5 DÉCEMBRE 1952.

SÉANCE DU 7 JANVIER 1953.

SÉANCE DU 16 JANVIER 1953.

SÉANCE DU 6 FÉVRIER 1953.

SÉANCE DU 23 FÉVRIER 1953.

SÉANCE DU 17 AVRIL 1953.

SÉANCE DU 24 AVRIL 1953.

SÉANCE DU 19 FÉVRIER 1953.

SÉANCE DU 19 MARS 1953.

SÉANCE DU 23 AVRIL 1953.

SÉANCE DU 18 JUIN 1953.

SECTION D'ALGER.

SÉANCE DU 20 JANVIER 1953.

SÉANCE DU 24 FÉVRIER 1953.

SÉANCE DU 10 MARS 1953.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ.

SÉANCE DU 21 MARS 1953.

INFORMATIONS.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE DU 16 JANVIER 1953.

I. — Assemblée générale.

Présidence de M. Portevin.

Dès l'ouverture de la séance, il est procédé au scrutin pour l'élection d'un Membre d'Honneur, de huit Membres du Conseil et de trois Membres du Bureau. Le résultat des votes sera proclamé en fin de séance, après dépouillement par les scrutateurs : MM. Aigrain, Françon, Poulard.

M. le Président donne la parole à M. Maurice Blondin, rapporteur de la commission des Comptes pour la lecture de son rapport relatif à l'exercice 1951-1952.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES SUR L'EXERCICE 1951-1952 (ANNÉE 1952).

Mesdames, Messieurs,

Nous avons l'honneur de soumettre à votre approbation les comptes de l'exercice 1951-1952 (année 1952) de notre Société.

Actif. — L'actif comptabilisé, s'élevant à 7 136 194 F, comprend des titres pour une valeur de 2 642 540 F, dont 847 954 F affectés au fonds de réserve, et des espèces pour un montant de 4 493 654 F.

Les éléments non comptabilisés sont les 436 actions de la Société *Journal de Physique*, les ouvrages en dépôt à la librairie Gauthier-Villars, les cotisations dues et non encore payées, des créances restant à recouvrer sur quelques participants à l'Exposition.

Passif. — Au passif, figurent : 1° les sommes dues au *Journal de Physique*, soit 887 348 F, représentant l'allocation forfaitaire, fixée cette année à 60 pour 100 du montant des cotisations encaissées, en échange de la fourniture de 1 110 abonnements à la publication *Le Journal de Physique et le Radium*; 2° le solde créditeur du Comité français de Physique, s'élevant à 296 679 F; 3° ce que possède au propre la Société française de Physique, à savoir le fonds de réserve de 847 954 F déjà indiqué et représenté exclusivement par des titres et sous le nom de provisions libres, d'une part, le report du solde de l'exercice 1951, soit 3 406 338 F et, d'autre part, le solde créditeur du compte des ressources et des charges, de 1 697 875 F, soit un montant global de 5 104 213 F, représenté par des titres et des espèces.

L'examen du « Compte des ressources et des charges » fait ressortir un montant total de recettes de 7066 108 F, contre 5 208 725 F pour l'exercice précédent; les dépenses se sont élevées à 5 368 233 F, d'où l'excédent des recettes sur les dépenses de 1 697 875 F, solde créditeur indiqué ci-dessus.

Les postes les plus importants de ce chapitre, du côté ressources, sont : 1° les cotisations encaissées, s'élevant cette année à 1 478 913 F contre 973 064 F, par suite du relèvement des taux des cotisations accordé par la dernière Assemblée générale; 2° le poste relatif à l'Exposition et à son catalogue, dont les recettes s'élèvent à 4 939 143 F qui, déduction des frais engagés, soit 3 137 133 F, laisse un bénéfice important de 1 802 010 F.

Du côté charges, figurent les frais de fonctionnement de la Société proprement dit pour une somme de 853 752 F; compte tenu de ressources diverses, s'élevant à 158 052 F (dons et subventions), le fonctionnement de la Société se solde par un déficit de 104 135 F qui vient en déduction du bénéfice laissé par l'Exposition, que l'on peut considérer comme une des activités principales de la Société française de Physique.

En conclusion, l'exercice de votre Société se solde par un bénéfice comparable à celui de l'an passé; soit 1 697 875 F contre 1 610 902 F.

D'après la statistique établie au 31 octobre 1952, le nombre des membres est actuellement de 1 077 contre 1 074 en 1951.

Les comptes dont nous venons de vous donner connaissance, et que nous vous demandons d'approuver, représentent la situation financière exacte de votre Société au 31 octobre 1952.

Les membres de la Commission :

Maurice Blondin, *rapporteur*;
Eugène Dupuy,
Joseph Guyot.

Le rapport de la Commission des Comptes est mis aux voix et adopté.

M. le Président communique à l'Assemblée la décision du Conseil relative à l'attribution du prix *Ancel*.

Le prix *Ancel* est décerné à M. A. Herpin.

M. Albert Portevin, Président sortant, prononce l'allocution suivante :

Mes Chers Collègues,

Ainsi que vous avez pu le constater expérimentalement, la vie de la Société française de Physique est un phénomène de caractère périodique tel qu'au bout de chaque période, période à laquelle les dernières déterminations assignent une valeur moyenne d'une année, le Président, qui est le noyau du système, est éjecté, laissant une lacune, un trou, immédiatement occupé par un nouveau Président, préalablement activé par un séjour d'une année dans la position de Vice-Président, ce qui lui permet de capter un groupe d'électrons essentiels au fonctionnement de la Société et assurant la stabilité du système dans le temps.

Ceux-ci comprennent : des électrons intérieurs, qui sont les membres du Conseil, et des électrons extérieurs assurant la cohésion et les liaisons avec l'extérieur, jouant donc le rôle d'électrons de valence et en tout cas étant des éléments de grande valeur dénommés Secrétaire général, Secrétaire adjoint, Trésorier et Agent général. Étant donné ce rôle essentiel, la dépense de travail et la somme de dévouement qui lui correspond, je tiens tout d'abord à leur exprimer toute notre gratitude.

Le phénomène que je viens de rappeler va se compliquer cette année par le fait d'un transfert électronique : notre Secrétaire général, M. Jacquinot, dont je ne saurais trop louer l'activité éclairée et le dévouement total dont il a fait preuve, a demandé d'être relevé de ses fonctions, plus absorbantes qu'on ne le pense. C'est avec un très grand regret que nous lui voyons abandonner ce poste fondamental; heureusement, il va faire partie de notre Conseil et pourra ainsi continuer à faire profiter la Société de son expérience et de ses avis éclairés.

Son successeur, M. Maréchal, est d'ailleurs bien connu de tous et d'une manière qui nous donne toute sécurité pour l'avenir.

Je lui souhaite la bienvenue à ce poste en le remerciant de toute son activité pendant l'année passée, ainsi que M. Marandon, notre Agent général, M. Yvon, notre Trésorier, qui ont rendu agréable et facile la tâche du président sortant.

Celui-ci doit, conformément à la tradition, jeter un coup d'œil rapide sur l'année écoulée. Je vous rappellerai donc que :

Les *Séances normales* nous ont apporté des communications sur les sujets les plus variés, allant de l'étude du flux de neutrons produits par une pile atomique (Yvon) jusqu'à l'influence des gouttes de pluie sur les lignes à haute tension (Pauthenier), en passant par l'étude de l'ordre dans les alliages, l'émission radioélectrique du soleil, les spectres de rayons X et les synchrotrons du M. I. T.

Pour les *Sections spécialisées :*

La Section Optique a tenu six séances consacrées entre autres à la diffraction des ondes lumineuses ou hertziennes, aux couches minces, au pouvoir séparateur, aux interféromètres, aux microscopes à miroirs et aux surfaces paraboliques.

La Section Physique corpusculaire a organisé plusieurs séances très suivies sur des questions très variées touchant aux aspects instrumentaires, expérimentaux ou théoriques de la physique nucléaire.

En outre, nous avons eu des *Conférences de physiciens étrangers :* Professeur Gorter, du Laboratoire des Basses Températures à Leyde; Docteur Getting, constructeur du cyclotron du M. I. T.; Professeur Squire, du Rice Institute, aux États-Unis.

A l'occasion de l'Exposition, nous avons entendu des Conférences du Professeur de Boer, d'Amsterdam, sur les aspects les plus modernes de la thermodynamique, et du Professeur Néel, Prix Holweck, sur l'antiferromagnétisme dont il est le pionnier, et qui lui a valu cette année le prix Holweck, prix que, conformément à la tradition, il est allé recevoir en Angleterre au mois de mai, escorté d'une délégation de la Société comprenant le Président, le Vice-Président et le Secrétaire, M. Maréchal, dont nous avons apprécié ainsi l'activité et la serviabilité.

Le programme de notre séjour à cette occasion avait été très bien conçu par nos amis anglais de manière à unir l'intérêt, l'agrément et même le pittoresque.

Pittoresque, ayant été logés en grande partie dans les vénérables collèges d'Oxford.

Intérêt par les visites de laboratoires tels que Clarendon et Harwell, ce dernier nous ayant été largement ouvert, ce qui a été très apprécié.

Enfin, *agrément*, par la visite des collèges, les réceptions, notamment de Lord Cherwell, de sir Thomas Merton (dans la belle propriété et au milieu de ses admirables collections artistiques) à Maidenhead et de MM. Halban.

Enfin, notre Exposition annuelle recueille un succès sans cesse croissant, puisque cette année on peut estimer à 10-20 000 le nombre des visiteurs.

Tout ceci n'a pas été obtenu sans labeur et dévouement et je remercie encore ceux qui constituent l'armature permanente de notre Société et que j'ai déjà nommés : MM. Jacquinot, Maréchal, Marandon, Yvon, sans parler de celui qui va assurer la Présidence et je n'ai pas besoin de vous énumérer en ce moment les titres et les mérites justifiant la présence de M. Pauthenier à la Présidence de notre Société.

Qu'il me suffise de vous rappeler que, après avoir, par une expérimentation ingénieuse et précise, procédé à des études gravitant autour du phénomène de Kerr et de l'électrostriction des liquides isolants, l'objet principal de ses recherches s'est porté sur la précipitation électrique des poussières, brouillards et fumées, recherches qu'il poursuit depuis une vingtaine d'années et dont ont bénéficié l'industrie, les transports électriques, la météorologie, l'agriculture et l'hygiène.

En outre, l'utilisation de ces poussières comme véhicule d'électricité lui a permis de créer un générateur de courant continu dépassant le million de volts.

Enfin, tout récemment, l'application du microscope électronique l'a conduit à la découverte des ultra-poussières dont l'étude ouvre de *nouveaux* horizons.

Aussi suis-je persuadé à l'avance que, sous un tel président, l'année qui commence sera des plus brillantes et des plus fructueuses pour notre Société de Physique; mes vœux l'accompagnent en lui cédant ce qu'on appelle, avec une certaine amplification dans le cas présent, le fauteuil.

M. LE PRÉSIDENT fait part ensuite du décès du Professeur Albert TURPAIN, survenu le 29 septembre 1952, dans sa 85e année, à Iteuil (Vienne). Ses obsèques ont eu lieu le 2 octobre.

Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers de 1901 à 1937, Albert TURPAIN était membre de la Société française de Physique depuis 1895.

Ses travaux sur l'électricité et la radioélectricité ont attiré sur lui l'attention du monde savant dès 1894 alors qu'il était préparateur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

II. — SÉANCE ORDINAIRE.

Présidence de M. PAUTHENIER.

M. PAUTHENIER, Président, remplace M. PORTEVIN au fauteuil et prononce l'allocution suivante :

MES CHERS COLLÈGUES,

Je remercie M. PORTEVIN des paroles aimables par lesquelles il m'invite à lui succéder ici pour l'année 1953. Nous n'oublierons pas le passage à la présidence de notre Société de ce savant éminent à qui revient en particulier le mérite d'avoir introduit la théorie dans les techniques de la fonderie, ouvrant ainsi la voie aux aciers inoxydables et aux fontes à haute résistance.

Dans sa dernière réunion, votre Conseil a décidé, pour alléger la tâche du Président en exercice, que deux physiciens seraient appelés à présider les Séances des Sections de Physique corpusculaire et d'Optique; il a désigné spécialement à cet effet, pour 1953, M. JOLIOT et M. KASTLER, qui ont bien voulu accepter.

Nous regrettons vivement de voir partir notre si compétent et sympathique Secrétaire général M. JACQUINOT qui, depuis six ans, a donné beaucoup de son temps à notre Société; mais nous savons que son poste est tout le contraire d'une sinécure et nous devons remercier vivement en même temps celui qui s'en va et celui qui le remplace, M. MARÉCHAL, dont nous apprécions tous les beaux travaux sur les aberrations et la diffraction, et dont nous savons le rôle efficace dans le développement de la Section d'Optique.

Il me reste à formuler quelques vœux pour l'année qui débute, et à souhaiter d'abord que les Communications présentées à la Section de Physique deviennent plus nombreuses : malgré l'entraînement passionnant des nouvelles disciplines, il reste heureusement des choses importantes à faire et à dire dans les domaines plus anciens de la Physique : il serait injuste de donner à penser que nous les dédaignons plus chez nous qu'à l'étranger.

Un autre vœu, valable pour toutes les Sections, serait de changer quelque peu la présentation des exposés. Aucun de nous ne saurait aujourd'hui se flatter que ses auditeurs ont eu le temps de le lire en détail... Autrement ils ne seraient pas venus là pour l'écouter. Alors pourquoi ne pas dépenser une partie de notre effort — s'il le faut, le premier quart de notre temps — pour être compris de tous ? Autrement dit, la pensée du chercheur présente, pour ceux qui n'ont pas — de près ou de loin — travaillé avec lui, une barrière de potentiel où nous lui demandons de pratiquer quelques tunnels....

Pour la prochaine Exposition de Physique, nous espérons qu'elle restera la brillante manifestation, chaque année plus vaste, où les tentations suggérées par nos constructeurs croissent toujours plus vite que les ressources de nos Laboratoires; mais nous souhaitons aussi très vivement que les chercheurs fassent eux-mêmes, aussi nombreux qu'autrefois, un effort personnel pour présenter au public scientifique quelques-uns des résultats de leurs travaux. Certains voient là une perte de temps et de peine, en un mot une tâche ingrate. Pourtant cet effort mérite d'être fait dans l'intérêt de la collectivité.

L'organisation annuelle de l'Exposition de Physique est une lourde tâche qui revenait encore à M. JACQUINOT. Aussi, en nous quittant, notre dévoué Secrétaire général a-t-il subi un phénomène de fission, dont nous savons que M. MARÉCHAL représente un des fragments; l'autre fragment sera représenté par M. BARCHEWITZ, qui devient Délégué Général de notre Société à l'Exposition de Physique; nous lui sommes très reconnaissants de son accord.

Enfin nous aurons le plaisir de recevoir en mai prochain quelques-uns de nos collègues de la Physical Society à l'occasion du prix HOLWECK 1953; nous tâcherons de leur rendre le si cordial et instructif accueil qu'ils nous ont fait l'an dernier en Angleterre, où la Recherche Scientifique, avec ses nombreux effectifs, est un des soucis principaux de la Nation. Nous nous abstiendrons de comparaisons numériques....

Et maintenant, il ne nous reste plus qu'à nous mettre au travail en nous souvenant autant que possible des quelques suggestions que je me suis permis de vous présenter.

La Communication suivante a ensuite été présentée :

Aérodynamique des ponts suspendus;

Par M. Y. ROCARD,

École Normale Supérieure.

Un pont suspendu présente des modes de vibrations, de flexion et de torsion. Le sillage du pont dans le vent provoque des tourbillons alternés qui soumettent le pont à des efforts qui peuvent devenir importants en cas de résonance. Mais également des forces aérodynamiques analogues à la portance d'une aile d'avions peuvent amener dans certains cas des ruptures tragiques, en excitant de véritables auto-oscillations de couplage flexion-torsion analogues à

celles autrefois analysées par l'auteur dans le cas des ailes d'avion. On expose les grandes lignes de la théorie qui rend compte de tous ces effets, théorie qui reconstitue numériquement des vitesses critiques de vent correspondant à des accidents connus.

En fin de séance, M. le Président proclame le résultat des diverses élections :

Élection d'un Membre d'honneur.

Nombre de votants	105
Bulletins blancs ou nuls	0
Suffrages exprimés	105

A été élu :

M. Van Vleck : 105 voix.

Élection de huit Membres du Conseil.

Nombre de votants	105
Bulletins blancs ou nuls	0
Suffrages exprimés	105

Ont été élus :

MM. Jacquinot	105
Berthelot	104
Lennuier	104
Magat	101
Roig	104
Weil	105
Squire	104
Halban	104

Mme Couture-Mathieu, MM. J. P. Mathieu, Rouard, Rumeau, Niggli, Vodar ont obtenu chacun 1 voix.

Élection pour le renouvellement partiel des Membres du Bureau.

Nombre de votants	50
Bulletins blancs ou nuls	1
Suffrages exprimés	49

Ont été élus :

	MM.
Vice-Président	Kastler
Secrétaire général	Maréchal
Vice-Secrétaire	Françon

En conséquence, le Bureau pour l'année 1953 est ainsi constitué :

	MM.
Président	Pauthenier
Vice-Président	Kastler
Secrétaire général	Maréchal
Secrétaire	Aigrain
Vice-Secrétaire	Françon
Trésorier	G. Yvon

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 9 JANVIER 1953.

MM. Portevin et P. Fleury président.

Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Mesure, sous l'incidence normale, de l'indice de couches minces absorbantes. Application au Carbone;

par Mlle F. Lesquibe et M. P. Giacomo [1].

On peut déterminer l'indice $n = \nu - i\varkappa$ d'une couche mince de transmission négligeable à partir des mesures, sous incidence normale, des pouvoirs réflecteurs $R = |r|^2$ « côté air », $R' = |r'|^2$ « côté verre » et des déphasages correspondants

$$\theta = \operatorname{Arg} r \qquad \text{et} \qquad \theta' = \operatorname{Arg} r'.$$

Théoriquement, deux de ces grandeurs suffisent; cependant, la précision du résultat dépend beaucoup des grandeurs choisies.

L'étude se fait simplement en utilisant la construction proposée par Malé [1].

Le point N d'affixe n est à l'intersection de quatre cercles : 1° Le cercle r, lieu des points dont le rapport des distances à A (affixe $+1$) et B (affixe -1) est $|r|$; 2° l'arc de cercle θ, lieu des points d'où l'on voit AB sous l'angle $\pi - \theta$, cercle orthogonal au précédent; 3° et 4° les transformés r' et θ' dans l'homothétie de centre O, de rapport n_ν (n_ν désignant l'indice du « verre »), des cercles construits comme ceux des 1° et 2° à partir de r' et $\pi - \theta'$ (cercles qui se coupent orthogonalement en N' d'affixe n/n_ν).

Les cercles r et r' — ou θ et θ' — se coupent sous un angle, variable avec n et n_ν, faible dans la plupart des cas usuels et, en particulier, presque nul dans le cas où $|n| \gg n_\nu$ et $\varkappa \gg \nu$ (cas de l'argent). Si l'on voulait déterminer n à partir de R et R', une grande précision sur R et R' serait nécessaire pour obtenir sur n une précision acceptable.

D'autre part, R et R' correspondent aux deux côtés de la couche, qui peuvent avoir des propriétés optiques différentes; les quatre cercles r, r', θ et θ' n'ont plus alors un point d'intersection unique (nous avons même trouvé dans la référence [2] un cas où r et r' ne se coupent pas). Dans ce cas, on a affaire à une couche hétérogène; les intersections r, r' et θ, θ' n'ont plus aucun sens; les seules méthodes valables seront celles utilisant R et θ ou R' et θ', donnant pour chaque côté un « indice » qui englobe l'effet éventuel des couches de transition (dues, par exemple, à l'adsorption de gaz ou à une oxydation superficielle).

La construction géométrique permet facilement d'évaluer la précision dont on aura besoin sur R'

(1) Travail effectué sous la direction de M. P. Jacquinot au Laboratoire Aimé-Cotton, à Bellevue (Seine-et-Oise).

et θ' pour obtenir une certaine précision sur n. Par exemple, pour le carbone,

$$\Delta\nu = \Delta\varkappa = \pm 0,1$$

correspond à

$$\Delta R' = \pm 0,015 \quad \text{et} \quad \Delta\theta' = \pm 0,05 \text{ rd.}$$

La précision nécessaire sur R' est du ressort des méthodes photométriques courantes; il n'en est pas de même pour θ'.

Pour mesurer θ' on peut observer les franges d'égale épaisseur d'une lamelle de verre éclairée en lumière monochromatique; en déposant la couche sur la face arrière, on décale les franges d'une fraction d'interfrange $p = \theta'/2\pi$. Le pointé précis des franges s'inspire d'un principe déjà étudié et utilisé ailleurs [3] : l'image de la lamelle, projetée sur la fente d'entrée d'une cellule photoélectrique, est déplacée dans son plan et perpendiculairement aux franges, d'un mouvement sinusoïdal d'amplitude petite par rapport à l'interfrange, à l'aide d'un miroir intermédiaire. Le signal alternatif fourni par la cellule s'annule quand la position moyenne de l'image sur la fente correspond à un maximum ou à un minimum d'éclairement. Ceci permet des pointés à $\pm 1/150$ d'interfrange, pour des franges à répartition d'intensité sinusoïdale.

Avec les lamelles utilisées (couvre-objets de microscope de qualité courante), les défauts locaux entraînent une certaine dispersion des positions relatives des franges; l'écart moyen sur une vingtaine de mesures de p est de $1/40$ d'interfrange.

Pour des couches de carbone préparées par évaporation sous vide [4], nous avons obtenu, pour $\lambda = 5\,460$ Å,

$$\nu = 2,5 \pm 0,2, \qquad \varkappa = 0,65 \pm 0,2;$$

à titre de contrôle de l'homogénéité nous avons également utilisé r et r' qui donneraient

$$\nu = 2,1 \pm 0,15, \qquad \varkappa = 0,93 \pm 0,1.$$

Ceci semble indiquer une certaine hétérogénéité. Elle peut être due à l'adsorption de gaz : les couches de carbone à partir d'épaisseurs de l'ordre du micron, sont très sensibles à la mise en contact avec l'air, qui provoque généralement un décollement de la couche.

[1] Malé D. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 332.
[2] Perrot M. — *Ann. Phys.*, 1944, **19**, 150.
[3] Giacomo P. et Jacquinot P. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 59 A.
[4] Brochard J., Giacomo P., Jacquinot P. et Roizen S. — *Ibid.*, 1951, **12**, 632.

2. — Facteurs de réflexion et de transmission des couches métalliques très minces. Méthode nouvelle pour déterminer leurs indices et leurs épaisseurs;

par M. F. Abeles.
Institut d'Optique, Paris.

Expression des facteurs de réflexion R et R' et de transmission T des couches minces sous forme de quotients de séries entières de puissances de $\gamma = 4\pi d/\lambda$ (d, épaisseur de la couche; λ, longueur d'onde de la vibration incidente). Si l'on tient compte de toutes les puissances de γ jusqu'à la troisième, on peut déduire des mesures de R, R' et T les paramètres de la couche en résolvant une équation algébrique du troisième degré. Les résultats obtenus sont valables aussi longtemps que $n\gamma < 1$ et $k\gamma < 1$, $n - \mathbf{i}k$ étant l'indice complexe de la couche. Exemples numériques. Calcul d'erreur. Incidence oblique. Milieux extrêmes identiques. Application à l'interprétation de mesures d'autres auteurs.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 12 DÉCEMBRE 1952.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Mesures photométriques de l'ionisation des trajectoires dans les plaques nucléaires;

par MM. G. Kayas et D. Morellet,
Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique.

La méthode utilisée remplace les méthodes habituelles de mesure d'ionisation (comptage de grains, de lacunes, densité de rayons δ) par une mesure photométrique de l'opacité de la trace à étudier. Un balayage optique autour de la trace permet de comparer l'intensité lumineuse transmise par la trace (à travers un microscope) à celle transmise par le milieu l'entourant (gélatine et grains de fond). On inscrit, sur un oscilloscope excité par le photomultiplicateur mesurant ces intensités, un « pic de noirceur » de la trace. La hauteur h de ce pic a été reconnue être caractéristique de l'ionisation.

Il est nécessaire d'apporter à la lecture directe de h des corrections de profondeur et de pente. Ces corrections ont été établies expérimentalement. Leur application est très simple. Un étalonnage de h en fonction de l'ionisation théorique des particules a été fait pour des ionisations allant de une à 200 fois l'ionisation minimum. Pour cela, on s'est servi de particules de nature connue, s'arrêtant dans l'émulsion : protons, deutons, mésons π et μ, particules α, Li^8 (marteaux), carbones accélérés artificiellement.

Cette méthode a été appliquée à la mesure de masse de particules en fin de parcours, à la mesure de la charge d'environ 280 « poignards » (fragments lourds) émis dans les désintégrations nucléaires sous l'action des rayons cosmiques, ainsi qu'à des mesures sur quelques particules spéciales d'un intérêt particulier (mésons lourds). Les auteurs dirigent actuellement leurs investigations sur une application moins immédiate, à savoir la mesure de la charge des noyaux lourds primaires du rayonnement cosmique.

En résumé, cette méthode très rapide, objective, reproductible, semble bien adaptée aux mesures d'ionisation, et trouvera sans doute beaucoup d'autres applications.

2. — Étude du rayonnement de freinage interne émis par le nuclide P^{32};

par M. G. A. Renard,

Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France.

Cette Communication fera l'objet d'un article au *Journal de Physique.*

(*) 3. — L'excitation du cortège électronique lors des désintégrations α;

par M. M. Riou,

Laboratoire Curie, Institut du Radium.

Les résultats expérimentaux [1] montrent qu'en plus du rayonnement α bien connu, le Po^{210} (RaF) émet un rayonnement γ de 800 keV, qui est un quadripole électrique, avec une intensité de $1,6.10^{-5}$ photons/α et, en plus, les raies K et L du plomb avec des intensités respectives de $1,6.10^{-6}$ et $2,6.10^{-4}$ photons/α. On a observé aussi un rayonnement assimilable au rayonnement M du plomb. Ces raies sont trop intenses pour qu'on puisse attribuer leur origine à la conversion interne du rayonnement γ de 800 keV et l'on doit admettre que leur émission est due en majeure partie au phénomène d'ionisation interne provoqué par le passage de la particule α dans le cortège de l'atome qui vient de subir la désintégration.

La probabilité de ce phénomène a été calculée théoriquement par Migdal [2] et Levinger [3]. Les résultats expérimentaux et théoriques pour les couches K, L et M sont les suivants :

Couche.	Nombre d'excitation par désintégration. Exp.	Migdal.	Levinger.
K........	$(1,7 \pm 0,5)10^{-6}$	$2,8\ .10^{-6}$	2.10^{-7}
L........	$(7,5 \pm 1)10^{-4}$	$1,13.10^{-4}$	4.10^{-4}
M........	$\simeq 2,5.10^{-2}$	$1,4\ .10^{-3}$	–

On voit que l'accord est assez bon, au moins pour les ordres de grandeur et les variations quand on passe d'une couche à l'autre. La principale difficulté dans les calculs théoriques est d'estimer les corrections d'écran et il s'ensuit une certaine imprécision.

Les émetteurs β présenteraient un phénomène du même ordre, mais plus difficile à observer à cause de l'émission des rayonnements de freinage. J'ai montré que le rayonnement L émis lors de la désintégration β du RaE a une intensité inférieure à 5.10^{-3} photons par désintégration β; Levinger obtient $p_K = 10^{-4}$ et $p_L = 3.10^{-4}$ et signale que ces valeurs théoriques sont compatibles avec d'autres résultats expérimentaux.

[1] Voir la bibliographie dans : Riou M. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 244 et 487.
[2] Migdal A., *J. Phys. U. R. S. S.*, 1941, **4**, 449.
[3] Levinger J. S., *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1952, **27**, n° 5, 23.

(*) 4. — Sur l'excitation du cortège électronique provoquée par les émissions β et α;

par Mme P. Benoist-Gueutal,

Laboratoire Curie, Institut du Radium.

Considérons un atome de numéro atomique Z que l'on suppose initialement dans son état fondamental. Si le noyau de cet atome émet une particule chargée, le champ coulombien dans lequel se meuvent les électrons périphériques change, et ce changement peut induire des modifications dans les états stationnaires de l'atome qui peut finalement se trouver dans un état excité ou partiellement ionisé. Pour étudier théoriquement ce problème, on doit faire certaines approximations et l'on est ainsi conduit à considérer deux cas limites :

1° *Cas des particules chargées émises rapides : émission* β. — Une particule rapide est définie approximativement par la condition :

$$\frac{|z|}{Z}\,\frac{v}{c}\,137 \gg 1, \tag{1}$$

où v est la vitesse de la particule et z la différence de charge entre le noyau initial et le noyau final. Cette condition n'est vérifiée pour aucun des émetteurs α connus. En émission β, au contraire, cette condition définit une limite qui est de 110 eV pour Z = 2, 11 keV pour Z = 20, 167 keV pour Z = 90, c'est-à-dire que pour de nombreux spectres β dont l'énergie maximum est grande devant cette limite, elle est vérifiée pour le plus grand nombre des électrons du spectre.

Si la particule émise est rapide, on peut alors négliger son interaction avec les électrons orbitaux et tout se passe comme si le cortège était perturbé sous l'effet du changement de charge instantané du noyau de Ze à $(Z \pm 1)e$. Si $\Psi_f(Z \pm 1)$ décrit un état excité ou partiellement ionisé du cortège électronique de l'atome final, la probabilité que l'atome final soit laissé dans l'état Ψ_f est

$$\delta_{0f}^2 = \left| \int \Psi_f^*(Z \pm 1)\Psi_0(Z) \right|^2, \tag{2}$$

où $\Psi_0(z)$ décrit l'état fondamental de l'atome initial. En utilisant une description approchée des états stationnaires de l'atome au moyen d'états individuels pour les électrons, on trouve que la probabilité d'arrachement d'un électron de nombre quantique principal n augmente quand n augmente; elle diminue quand Z augmente, à peu près comme $1/Z_{\text{eff}}^2$. Pour Z = 84, cette probabilité est inférieure, mais de l'ordre de 3.10^{-5} pour un électron K, $1,2.10^{-3}$ pour un électron L_s, $8,1.10^{-3}$ pour un électron M_s, cette probabilité pouvant être de quelques pour cent pour un électron extérieur.

Nous avons pu calculer [1] avec une précision supé-

rieure au calcul des δ_{0f}^2 l'énergie moyenne d'excitation de l'atome final que nous avons trouvée égale, pour les atomes moyens et lourds, à 22,85 $Z^{2/5}$ eV, quantité qui croît lentement quand Z augmente et reste inférieure à 150 eV pour les atomes les plus lourds, c'est-à-dire très faible et permet d'évaluer une limite supérieure de l'énergie cinétique moyenne des électrons arrachés à l'atome.

2° *Cas des particules chargées émises lentes : émission* α. — Une particule sera dite lente si le premier membre de l'inégalité (1) est $\leqslant 1$. Dans ce cas, le champ coulombien du noyau $Z + z$ est établi au bout d'un temps qui est relativement long et la perturbation subie par les électrons est adiabatique. Mais alors si la particule chargée est lente, on ne peut plus négliger son interaction électrostatique avec les électrons orbitaux et cette interaction peut provoquer l'arrachement d'un électron de l'atome. C'est ce processus d'ionisation interne qu'il faut retenir pour interpréter les phénomènes concernant le Po^{210} [2]. La probabilité de ce phénomène a été calculée par Migdal [3] et les résultats qu'il obtient sont en assez bon accord avec les résultats expérimentaux et indiquent que l'effet d'ionisation du cortège en émission α est qualitativement le même qu'en émission β.

[1] Ce résultat a été obtenu indépendamment par : Serber R. et Snyder H. S. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 152.
[2] *Voir* la Communication précédente de Riou M.
[3] Migdal A. — *J. Phys. U. R. S. S.*, 1941, **4**, 449.

SECTION CENTRE-OUEST.
(Poitiers).

SÉANCE DU 21 JUIN 1952

M. le Professeur Jacquesson préside.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Les ultrasons et leur action biologique;

par M. M. Charruyer,
Professeur de Physique médicale
à l'École de Médecine de Limoges.

Les ultrasons sont des vibrations de fréquence supérieure à 20 000 p : s, et dont la gamme s'étend entre 20 000 et plus de 1 million de périodes par seconde.

La vitesse de propagation est indépendante de la forme et de la fréquence de la vibration élastique; faible pour les gaz hautement compressibles, plus rapide pour les solides et les liquides, elle varie avec la densité et la compressibilité du milieu.

Lorsque la vibration arrive à la surface de séparation de deux milieux dans lesquels la vitesse de propagation est différente, elle est réfléchie plus ou moins complètement. En pratique, les ultrasons ne passent pas de l'eau dans l'air, et l'interface eau-air constitue un miroir réfléchissant presque parfait pour les ultrasons. Il en résulte un système d'ondes stationnaires.

Dans la propagation des ultrasons, les phénomènes de réflexion et d'absorption dominent : les effets chimiques et biologiques apparaissent de préférence aux interfaces de séparation des milieux.

L'absorption augmente avec la viscosité du milieu et avec la fréquence. Elle diminue avec la densité et la vitesse de propagation. Cela a permis de construire des appareils pour explorer les défauts existant dans les métaux.

L'émission d'ultrasons au sein d'un liquide provoque un brassage énergique sous l'effet de la pression de radiation sonore.

L'énergie absorbée se dégrade en chaleur, sa mesure a permis d'évaluer la puissance acoustique mise en jeu par un émetteur.

Appareils producteurs d'ultrasons :

1° Générateur à quartz piézoélectrique;
2° Générateur à magnétostriction;
3° Générateur électromagnétique;
4° Générateur électrostatique;
5° Générateur à courant gazeux.

Dans les laboratoires de recherches, on emploie surtout actuellement les deux premiers types d'appareils.

Effets des ultrasons. — Dans les liquides, ils provoquent un phénomène de cavitation avec dégazage. Cet effet est recherché dans l'étude de l'action chimique ou biologique des ultrasons. Au contraire, ce phénomène s'oppose au sondage sous-marin; il faut alors se maintenir au-dessous d'une puissance acoustique pour laquelle la cavitation commence à se produire (0,33 W/cm²).

Effets physico-chimiques des ultrasons. — Effets de dispersion; effets d'accumulation.

Les ultrasons, dans certaines conditions, provoquent des émulsions ou, au contraire, la coagulation rapide des aérosols, brouillards.

Effets chimiques des ultrasons. — Activation des réactions chimiques (action comparable à un catalyseur physique).

Phénomènes d'oxydation (les exemples d'oxydation par les ultrasons sont très nombreux.)

Phénomènes de dépolymérisation (libération, dans certaines conditions, des forces de cohésion de van der Waals, de valences chimiques principales).

Phénomènes de condensation et de polymérisation (polymérisation d'aldéhyde acétique en alcool, par exemple).

Phénomènes biologiques produits par les ultrasons. — La plupart des expérimentateurs ont étudié l'action des ultrasons sur les micro-organismes, par suite de la complexité des effets observés sur les gros animaux.

De l'ensemble des observations, on peut actuellement conclure :

Rassemblement des germes aux ventres de vibra-

tion des ondes stationnaires où le déplacement moléculaire est maximum, ainsi que le gradient de pression.

L'action léthale est assez voisine de celle qui conditionne l'émulsion. Il semble qu'il s'agisse là d'un phénomène de cavitation.

L'élevation de température de la masse a été soigneusement évitée par les expérimentateurs ; cependant, il existe des variations locales considérables de température se répartissant sur des espaces microscopiques.

Malgré des difficultés d'observation, l'étude des ultrasons sur les animaux a été tentée à de nombreuses reprises. On constate des phénomènes d'hémolyse et des dilacérations du tissu musculaire strié. La présence d'organismes renfermant des liquides et des gaz rend les lésions plus importantes aux interfaces.

L'action des ultrasons sur les organismes végétaux est analogue à celle observée sur les animaux.

Action des ultrasons sur l'homme. — L'action locale n'est pas différente de celle observée sur les animaux.

L'utilisation des ultrasons en thérapeutique a été étudiée et tentée dans certains cas avec succès.

Les ultrasons réagissent sur l'organe d'audition, ils doivent être maniés avec une très grande prudence.

Les ultrasons agissent à la manière de la diathermie et des ondes courtes dans de nombreux cas de rhumatismes, d'algies et de névrites ; ils donnent des résultats remarquables dans le traitement des entorses.

La puissance sonore mise en jeu dans les appareils à usage médical ne dépasse pas 10 à 12 W.

L'utilisation des projecteurs se fait en appliquant l'émetteur directement sur la peau. Pour éviter des phénomènes de réflexion, on utilise entre la peau et la tête du projecteur une substance intermédiaire présentant une viscosité telle qu'elle soit parfaitement adhérente à la peau et à l'émetteur.

Physiologiquement, le patient éprouve une sensation de brûlure superficielle qui limite le temps d'application. Les différents auteurs estiment qu'il faut limiter le temps d'application à une sensation de chaleur profonde, agréable que le malade ressent lorsque l'onde ultrasonore atteint une zone nerveuse, sympathique, ganglionnaire ou périartérielle. Dans ces conditions, les cliniciens obtiennent de précieux résultats dans un certain nombre d'affections.

2. — Analyse thermique automatique en atmosphère contrôlée ;

par M. G. Rodier.

3. — Mesure de susceptibilités magnétiques entre 200 et 1 633° ;

par M. G. Rodier et Mme G. Rodier.

4. — Variation des propriétés magnétiques des argiles au cours de la cuisson ;

par Mme G. Rodier.

SÉANCE DU 22 NOVEMBRE 1952

M. le Professeur Grumbach préside.

La Communication suivante a été présentée :

(*) Critique de la notion de vitesse de groupe ;

par M. M. Cotte,

Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.

La traversée d'un milieu homogène dispersif transparent d'épaisseur z par *un paquet d'ondes* de fréquences f voisines de f_0 exige un temps

$$\tau = \frac{z}{u} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{d\varphi_2}{df}\right)_0; \qquad (1)$$

u est la vitesse de groupe introduite par Lord Rayleigh, φ_2 la rotation de phase produite dans l'onde $e^{2\pi i f t}$ par la propagation sur la longueur z ; τ est la durée de trajet de groupe.

La traversée d'un milieu limité, homogène ou non, dissipatif ou non, plus généralement d'un système de transmission linéaire transforme l'onde $e^{2\pi i f}$ en $e^{2\pi i f t - \Gamma(f)}$.

L'affaiblissement composite $\Gamma(f)$ est une quantité complexe

$$\Gamma(f) = \varphi_1(f) + i\,\varphi_2(f). \qquad (2)$$

Il existe des cas (câble concentrique utilisé dans une transmission de télévision) où il n'est pas possible de considérer le signal transmis comme un paquet d'ondes. La bande de fréquence transmise est, en effet, très large et, en raison des irrégularités de fabrication, $\Gamma(f)$ subit dans cette bande des oscillations petites, mais capricieuses, qui font que l'hypothèse

$$(f - f_0)^2 \left|\frac{d^2\varphi_2}{df^2}\right|_0 \ll 1 \qquad (3)$$

du calcul de Lord Rayleigh n'est pas remplie. On admet généralement que la transmission reste bonne si la différence de temps entre le maximum et le minimum de la durée de trajet de groupe (group time delay distortion) à l'intérieur de la bande passante est suffisamment petite

$$\tau_{max} - \tau_{min} < \theta. \qquad (4)$$

En télévision, il est naturel de prendre pour θ la durée de transmission d'un point d'image.

La relation (4) entraîne un paradoxe. Soit une ligne inhomogène formée de trois parties dont chacune est sans distorsion ; désignons par r_1 et r_2 les coefficients de réflexion aux jonctions de la partie médiane. Pour un tel système, $\varphi_1(f)$ est une fonction périodique de la fréquence ; il en est de même de l'écart entre $\varphi_2(f)$ et une fonction linéaire de f ; la période commune est inversement proportionnelle à la longueur l de la partie médiane ; l'amplitude des écarts est proportionnelle au produit $a = r_1 r_2$ des coefficients de réflexion ; la distorsion de la durée de trajet de groupe, c'est-à-dire $(\tau_{max} - \tau_{min})$ est proportionnelle à al. Si la partie médiane est longue, la durée du trajet de groupe varie beaucoup même si a est petit.

Mais si a est petit, l'étude directe en régime transitoire montre que la transmission est bonne, parce qu'il n'existe que des échos négligeables.

On évite cette difficulté en définissant la distorsion apportée par le système à un signal $y(t)$ comme l'écart $u(t)$ entre la réponse du système, ramenée par amplification à un niveau convenable, et le signal retardé. Si $z(t)$ est la réponse du système, nous poserons

$$u(t) = \frac{z(t)}{m} - y(t - \theta),$$

où m et θ sont des constantes qui dépendent à la fois du signal et du système, et que l'on choisit de façon à assurer le minimum de

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} u^2(t)\,dt.$$

Il est aisé de voir que si $y(t)$ admet le développement de Fourier

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(f)\,e^{-2\pi i f t}\,df$$

et si l'on pose $m = e^{-\varphi_0}$,

$$\psi_1 = \varphi_1 - \varphi_0, \qquad \psi_2 = \varphi_2 - 2\pi\theta f,$$

on a

$$I = \int_0^{\infty} |A(f)|^2 \left[(1 - e^{-\psi_1})^2 + 4\,e^{-\psi_1} \sin^2\frac{\psi_2}{2}\right] df.$$

Pour une bonne transmission, il faut avoir ψ_1 très petit et ψ_2 voisin d'un multiple de 2π dans toute la bande passante [domaine de fréquences où $|A(f)|$ n'est pas extrêmement petit]. En posant

$$\psi'_2 = \psi_2 - 2k\pi$$

(k étant un nombre entier convenablement choisi), il vient

$$I_{\min} = \int_0^{\infty} |A(f)|^2 (\psi_1^2 + \psi_2'^2)\,df,$$

$$\varphi_0 = \frac{\int \varphi_1 |A(f)|^2\,df}{\int |A(f)|^2\,df},$$

$$\theta = \frac{1}{2\pi} \frac{\int f |A(f)|^2 (\varphi_2 - 2k\pi)\,df}{\int f^2 |A(f)|^2\,df}.$$

k est, en général, donné sans ambiguïté pour un système à bande large; on lèverait toute hésitation en prenant la valeur qui assure le minimum absolu de I. Dans le cas où $y(t)$ est un signal modulé, qui sera par la suite démodulé, on peut admettre pour k une valeur non entière.

Quand I est très petit devant

$$\int_{-\infty}^{+\infty} y^2(t)\,dt = \int_0^{\infty} |A(f)|^2\,df,$$

il n'en résulte pas forcément que $u(t)$ soit très petit pour toute valeur de t. Mais les grands écarts $|u(t)|$ ne sont possibles que pendant des durées très courtes et ne se rencontreront que pour des signaux exceptionnels; la probabilité pour que de tels signaux se présentent est négligeable. Ainsi la considération de ψ_1 et ψ_2 permet mieux de juger la qualité d'une transmission que celle de $d\varphi_2/df$. L'emploi dans ce but de la distorsion de la durée de trajet de groupe n'est légitime que si la bande passante est assez étroite pour que φ_2 y varie en fonction de la fréquence selon une loi sensiblement parabolique et pour que φ_1 reste sensiblement constant; il donne alors des résultats en accord avec le calcul que nous venons de développer.

RAYLEIGH. — *Theory of Sound*, art. 191 et Appendix.

COTTE M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 1693.

COTTE M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 117.

COTTE M. — *Relationship between the distortion and the characteristics of transmission system, and its application to television.* Symposium on Applications of Communication Theory, Londres 1952, Butterworth scientific Press, édit.

SÉANCE DU 13 DÉCEMBRE 1952.

M. le Professeur COTTE préside.

La Communication suivante a été présentée :

Phénomènes transitoires dans l'effet électro-extincteur;

par M. G. DESTRIAU.

Les champs électriques alternatifs éteignent partiellement la luminescence excitée dans certains sulfures à persistance brève par une irradiation aux rayons X ou aux rayons ultraviolets. Au moment de l'application du champ, il se produit une extinction fugace assez forte, puis la luminance recroît légèrement pour venir se fixer à une valeur inférieure à la luminance atteinte en dehors de l'action du champ.

On étudie les ondes de luminance excitées par un générateur de rayons X demi-onde et les déformations produites par un champ alternatif de même fréquence et en phase avec la tension appliquée au tube à rayons X. Au moment de l'application du champ, les ondes de luminance subissent des déformations fugaces caractérisées par une réduction immédiate du maximum principal et par l'apparition d'un maximum secondaire d'amplitude rapidement variable décalé d'un quart de période sur le maximum principal.

On cinématographie sur film de 16 mm l'écran de l'oscillographe sur lequel s'inscrivent les ondes de luminance et, par la vitesse de déroulement du film, on repère dans le temps les diverses phases du phénomène. Les apparences sont différentes suivant les régions spectrales analysées.

Un champ électrique constant produit une simple réduction de l'amplitude de l'onde de luminance sans autre déformation.

SÉANCE DU 31 JANVIER 1953.

Théorie des dislocations et propriétés des métaux;

par M. Y. Pironneau,
Faculté des Sciences, Poitiers.

Au cours de cet exposé, les questions suivantes ont été abordées :

Introduction. — *Historique.* — Résistance au glissement d'un cristal parfait.

Définitions. — 1° *Dislocation coin* (edge dislocation). — Glissement par propagation d'une dislocation.

2° *Dislocation vis* (screw dislocation). — Croissance des cristaux (Mme Weill).

3° Anneau de dislocations. Dislocations partielles. Dislocations sessiles.

Propriétés élémentaires des dislocations. — 1° Force agissant sur une dislocation (nature et grandeur). Énergie. Interaction de deux dislocations.

2° Dislocations rapides. Énergie.

Groupement de dislocations. — 1° Joint de grains.

2° Polygonisation.

Concentration des atomes dissous autour des dislocations. — Limite élastique des aciers doux. Effet Cottrell.

Durcissement structural. — Dislocations flexibles. Théorie (Mott-Nabarro). Over Ageing (Orowan).

Fluage. — Théorie (Mott-Nabarro).

Écrouissage. — Dislocations bloquées (Taylor). Nœud de dislocations (Burger). Rotation du réseau. Mécanisme des « sources » (Frank-Read). Théorie de Mott (nov. 1952).

Cross slip (Mott).

Restauration au cours de la déformation (Barrois-Brown-Mott).

Conclusion.

SECTION SUD-EST.
(Lyon).

SÉANCE DU 19 DÉCEMBRE 1952.

Les trois Communications suivantes ont été présentées :

(*)

1. — Détermination des températures électroniques des nébuleuses gazeuses;

par M. H. Andrillat,
Observatoire de Lyon.

La détermination expérimentale des températures électroniques des nébuleuses gazeuses par spectrophotométrie est une étude qui présente un intérêt certain, car la température électronique est, avec la pression et la densité électroniques, un des paramètres fondamentaux de la théorie physique des nébuleuses gazeuses.

C'est des intensités des trois raies de [OIII], 5007, 4959, 4363 Å, que l'on déduit la température électronique T_ε de la nébuleuse. Aller, Menzel et Hebb, dans une étude théorique générale de la physique des nébuleuses, ont établi une formule liant la température T_ε et les intensités relatives des raies de [OIII] [1]. Cette formule est de la forme

$$\frac{I_{5007}+I_{4959}}{I_{4363}} = a + b\,\mathrm{e}^{-\frac{c}{T_\varepsilon}};$$

les valeurs numériques des constantes a, b, c se déduisent de considérations théoriques sur les probabilités de transition par chocs électroniques, les probabilités de transition spontanée et les équations d'équilibre des niveaux pour l'ion [OIII].

L'application expérimentale de cette formule a été faite par ces auteurs en utilisant les mesures d'intensités des raies nébulaires de Wyse [2]. Ils ont obtenu les résultats indiqués dans le tableau ci-après; les températures électroniques ainsi calculées varient peu d'une nébuleuse à l'autre (de 6 000 à 10 000°) et semblent peu sensibles au degré d'excitation de la nébuleuse.

J'ai eu, pour ma part, l'occasion de reprendre les mesures des intensités des raies nébulaires et j'ai particulièrement porté mon attention sur la mesure des intensités des raies de [OIII]. Cette étude m'a conduit à des résultats assez différents.

La principale difficulté provient de la grande valeur du rapport $\left(\frac{I_{5007}+I_{4959}}{I_{4363}}\right)$ à mesurer; ce rapport est de l'ordre de 100. En fait, quand la raie 4363 se situe dans la région de bon contraste de la plaque, les deux autres raies sont surexposées. Pour obvier à cet inconvénient, j'ai employé une méthode classique : prendre deux spectres successivement, avec des temps de pose identiques, en diaphragmant différemment le spectrographe. J'ai photographié les spectres nébulaires à étudier avec le spectrographe à un prisme de flint, ouvert à f : 3,5 et monté sur le télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence. Ce spectrographe présente un dispositif pour diaphragmer à volonté le prisme; on dispose de toute une gamme de diaphragmes; j'ai surtout utilisé le plus grand qui est un carré de 42 mm de côté et le plus petit qui est un rectangle de 42 mm × 2 mm. Le rapport de leur surface est 21. C'est aussi le rapport d'affaiblissement en intensité d'un spectre à l'autre et j'ai vérifié ce fait au préalable sur une étoile de comparaison. J'ai donc effectué deux poses sur chaque

nébuleuse : par exemple, j'ai pris le spectre de N. G. C. 6543 en une pose de 30 mn avec le diaphragme de 42 × 42 mm; puis un deuxième spectre de N. G. C. 6543 en une pose de 30 mn également avec le diaphragme 42 × 2 mm. Le spectre correspondant au plus grand diaphragme sert à mesurer l'intensité de la raie la plus faible 4363 Å ; le spectre correspondant au plus petit diaphragme sert à mesurer l'intensité des raies les plus fortes 5007 et 4959 Å. On prend soin, en fin de calcul, de multiplier les dernières intensités par 21, rapport des surfaces des diaphragmes. Cette méthode m'a donné de bons résultats, mais elle n'est applicable qu'aux nébuleuses les plus brillantes.

Pour les nébuleuses faibles, des difficultés surgissent.

En photométrie photographique, s'il est aisé de comparer des plages produites par des éclairements de même longueur d'onde, il n'en est pas de même pour comparer des intensités de raies. Il faudrait connaître de façon précise l'effet de sensibilité spectrale de la plaque. On procède par comparaison avec le spectre d'une source étalon dont on connaît à priori la répartition spectrale de l'énergie. Cette source étalon peut être une source de laboratoire ou une source naturelle. En astronomie, il est tout indiqué, pour opérer dans les mêmes conditions pour l'astre et pour la source de comparaison, de choisir pour cette source une étoile de température de couleur connue. On admet que sa répartition spectrale d'énergie est celle du corps noir à cette température. Ainsi, en plus des deux poses sur la nébuleuse, il faut prévoir une pose de même durée sur l'étoile de comparaison. Lorsque les temps de pose deviennent de l'ordre de 3 ou 4 h, la méthode des diaphragmes n'est plus applicable. D'abord, il n'est guère possible de placer trois poses de cet ordre dans une même nuit. D'autre part, l'étoile de comparaison est toujours une étoile brillante et il est difficile d'affaiblir son spectre au point d'éviter la surexposition pendant une pose aussi longue. Enfin, l'absorption atmosphérique sélective varie beaucoup avec la position de l'astre en plusieurs heures; il est difficile d'en tenir compte d'une manière précise et la négliger revient à accepter une erreur certaine sur les mesures d'intensités de raies séparées par un intervalle spectral important.

J'ai donc eu recours à une autre méthode pour étudier les nébuleuses faibles. Je mesure séparément les rapports $\frac{I_{5007}+I_{4959}}{H_\gamma}$ et $\frac{H_\gamma}{I_{4363}}$. Ce procédé, en apparence plus compliqué, simplifie en fait la technique d'observation et fournit des résultats plus sûrs. Le premier rapport fait intervenir les raies les plus intenses d'un spectre de nébuleuse. Toutes ces raies apparaissent en des poses de l'ordre de 15 mn avec les instruments désignés ci-dessus. La méthode photométrique classique, utilisant une étoile de comparaison, est applicable sans difficultés, les poses étant très courtes. Le deuxième rapport se mesure sur un spectre posé aussi longuement qu'il est nécessaire pour que la raie 4363 Å apparaisse. La proximité spectrale de la raie 4363 Å et de la raie H_γ à 4340 Å élimine alors toutes les difficultés inhérentes aux poses longues. La variation d'absorption atmosphérique est négligeable sur un intervalle spectral aussi étroit et une étoile de comparaison n'est pas utile, puisqu'on compare des raies assimilables à des plages fournies par des éclairements de même longueur d'onde. Cette méthode ne nécessite l'emploi d'aucun diaphragme; elle est très maniable et s'applique aussi bien aux nébuleuses brillantes qu'aux nébuleuses faibles. Dans certains cas, j'ai appliqué les deux méthodes à la même nébuleuse; les résultats obtenus sont alors identiques.

A titre de vérification des mesures, j'ai toujours utilisé les spectres à la mesure des intensités des raies de Balmer et comparé ces résultats aux valeurs théoriques du décrément de Balmer établies pour les nébuleuses gazeuses. De même, j'ai toujours comparé le rapport mesuré I_{5007}/I_{4959} à sa valeur théorique 2,83. Avec toutes ces précautions, j'espère avoir obtenu de bonnes mesures d'intensités des raies nébulaires. J'en ai déduit les températures électroniques des nébuleuses gazeuses données ci-après.

Ces résultats sont assez différents de ceux donnés par les calculs d'Aller, Menzel et Hebb, d'après les mesures de Wyse. Les températures s'échelonnent ici de 9 000 à 25 000° et ceci avec l'excitation croissante de la nébuleuse. J'ai caractérisé cette excitation par la mesure du rapport $He\,II_{4686}/He\,I_{4471}$ ou $He\,II_{4686}/H_\beta$. J'ai constaté qu'en portant sur un graphique les températures électroniques trouvées, d'une part et les valeurs de ces rapports, d'autre part, les points représentatifs des diverses nébuleuses se plaçaient sur une droite. J'ai constaté également une bonne corrélation linéaire entre ces températures électroniques et les températures des étoiles centrales, ces dernières valeurs étant empruntées au travail de Vorontsov-Velyaminov [3].

En conclusion, plus que par les valeurs des températures elles-mêmes, définies environ à 1 000° près, ces résultats sont intéressants parce qu'ils ont mis en évidence l'échelonnement de ces températures avec l'excitation croissante des nébuleuses. Ces nouvelles valeurs des températures électroniques traduisent de plus près la description physique des nébuleuses gazeuses.

Tableau des températures électroniques.

Numéro d'ordre du New General Catalogue.	Températures électroniques d'Aller, Menzel et Hebb, d'après les mesures de Wyse (°).	Nouvelles déterminations des températures électroniques (°).
6 543	6 000	9 500
Orion	–	10 000
6 572	9 200	15 000
7 009	9 500	15 000
6 803	7 500	16 500
II 5 217	8 200	18 000
7 027	9 500	21 500
7 662	10 300	25 500

[1] MENZEL, ALLER et HEBB. — *Astroph. J.*, 1941, **93**, 230.
[2] WYSE. — *Astroph. J.*, 1942, **95**, 367.
[3] VORONTSOV et VELYAMINOV. — *Russian astroph.*, *J.*, 1934, **11**, 40.

(*) 2. — Étude de quelques propriétés optiques de CaO (Pb, Sm) et CaO (Pb, Pr);

par MM. A. Crozet, J. Figuet et J. Janin.

Le spectre d'émission de l'oxyde de calcium activé par le samarium ou le praséodyme a été étudié par de nombreux chercheurs [1]. Nous examinerons seulement ici l'influence de faibles quantités de plomb sur la luminescence de ces substances. Celle-ci est assez fortement renforcée, et il apparaît également les bandes propres à CaO (Pb) : bande ultraviolette $\lambda = 3\,450$-$4\,000$ Å, que Schellenberg [2] avait attribuée au constituant de base, mais qui semble plus probablement due aux centres plomb; bande visible dont le maximum se trouve dans le rouge. Le spectre de fluorescence de CaO (Pb, Pr) présente toutefois, outre ces dernières bandes et les raies de l'ion Pr^{+++}, une large bande d'émission avec un maximum d'intensité vers 4 400 Å.

Le spectre d'excitation de la phosphorescence comprend les bandes

$$\lambda = 2\,700 \text{ Å}, \quad \lambda = 2\,600 \text{ Å}, \quad \lambda = 2\,440 \text{ Å}, \quad \lambda = 2\,150 \text{ Å} \quad \text{et} \quad \lambda = 1\,900 \text{ Å},$$

que nous avions observées dans les spectres de CaO (Pb) et CaO (Pb, Mn). L'intensité de la bande $\lambda = 1900$ Å croît beaucoup lorsque la teneur en plomb devient très faible; cette bande doit donc être attribuée au réseau de base. Les autres sont vraisemblablement toutes dues au plomb, qui joue ainsi le rôle de sensibilisateur de l'émission de phosphorescence des ions Pr^{+++} et Sm^{+++}. Quand le plomb est en très faible quantité, l'excitation du spectre du samarium a lieu uniquement dans la bande $\lambda = 1900$ Å; pour CaO (Pb, Pr), au contraire, il apparaît dans la région $\lambda = 2\,500 - 3\,200$ Å une bande assez large due au praséodyme.

Le spectre d'excitation de la fluorescence des divers corps luminescents à base de chaux contenant du plomb et l'un des activateurs Mn, Sm ou Pr comprend toujours les bandes

$$\lambda = 3\,700 \text{ Å}, \quad \lambda = 3\,400 \text{ Å}, \quad \lambda = 2\,850 \text{ Å} \quad [3],$$

ainsi qu'une bande faible $\lambda = 2\,300$ Å. Ces bandes doivent donc être attribuées au plomb. L'excitation par la bande $\lambda = 3\,700$ Å donne l'émission visible de cet activateur. Lorsqu'on excite la luminescence par les radiations $\lambda = 3\,400$ et $2\,850$ Å, on observe à la fois l'émission visible du métal des terres rares et l'émission ultraviolette signalée plus haut, alors que cette dernière apparaît seule par excitation à l'aide de $\lambda = 2\,300$ Å. Il semble toutefois que la bande ultraviolette se prolonge vers les grandes longueurs d'onde (jusqu'à $\lambda = 4\,400$ Å environ) quand l'excitation a lieu dans la bande $\lambda = 2\,850$ Å et son intensité est maximum pour des concentrations moléculaires voisines des deux activateurs. Il est possible que dans ces conditions l'existence de centres mixtes joue un rôle important.

Outre les bandes précédentes, on observe également le spectre d'excitation de fluorescence caractéristique du métal des terres rares; son intensité devient prépondérante aux faibles concentrations en plomb. Il comprend les bandes : $\lambda = 2\,150$ Å pour CaO (Pb, Sm), à laquelle correspond l'émission habituelle du samarium, et $\lambda = 3\,050$ Å pour CaO (Pb, Pr) [4]. Dans ce dernier cas, la répartition d'intensité des raies du praséodyme semble assez différente de celle qu'on observe quand la luminescence est sensibilisée par le plomb; une étude plus approfondie est en cours. Enfin, quand la teneur en plomb est inférieure à 10^{-3}, le spectre de fluorescence de CaO (Pb, Pr) comprend une dernière bande dont le maximum est situé vers 2 700 Å et qui s'étend vers les courtes longueurs d'onde; cette bande est liée à l'émission bleue violette mentionnée plus haut. Son origine n'a pas été déterminée.

L'analyse des spectres d'absorption confirme les résultats précédents. Toutefois, les intensités respectives des bandes d'excitation et d'absorption sont souvent très différentes. Ainsi la bande $\lambda = 3\,400$ Å, intense en absorption, est relativement faible dans le spectre d'excitation; il lui correspond un faible rendement quantique. C'est l'inverse pour la bande $\lambda = 3\,050$ Å.

Il résulte de cet examen que, dans les substances étudiées, le plomb joue à la fois le rôle d'activateur et celui de sensibilisateur des émissions de phosphorescence et de fluorescence du métal des terres rares [5]. Son influence est toutefois beaucoup plus importante dans le cas du praséodyme que dans celui du samarium.

Cette différence de comportement des deux éléments se retrouve lorsqu'on étudie le spectre de stimulation de la phosphorescence par les radiations de grande longueur d'onde. Ce spectre comprend un premier maximum vers 1,3 μ et un deuxième maximum plus accusé dans le visible. La phosphorescence du plomb est très sensible à l'action de l'infrarouge; il en est de même de celle du praséodyme dans CaO (Pb, Pr), alors que les raies du samarium dans CaO (Pb, Sm) le sont beaucoup moins.

On a également observé un autre type de stimulation de la phosphorescence des ions Pr^{+++} et Sm^{+++}. Lorsque la substance est soumise en fin de déclin à l'action d'un rayonnement de longueur d'onde supérieure à celle des radiations excitatrices, il se produit un accroissement notable de l'émission visible prolongé par une phosphorescence résiduelle importante après la fin de l'irradiation par le rayonnement stimulateur. Ce phénomène ne peut être interprété qu'en admettant en cours de stimulation la recapture des électrons par les pièges superficiels. Il fera l'objet d'une publication ultérieure.

[1] Lenard. — *Handbuch der Experimentalphysik*, 1928, **1**, 462.

[2] Schellenberg. — *Ann. Physik*, 1931, **11**, 94.

[3] Nous avions observé ces deux dernières bandes dans le spectre d'absorption de CaO (Pb, Mn). Pour la première, le maximum avait été indiqué à 3 500 Å. L'origine de la bande $\lambda = 2\,850$ Å n'avait pas été identifiée (Janin J. et Crozet A., *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 91-92 S).

[4] Ces deux bandes ont été observées par Tomaschek (*Ann. Physik*, 1924, **75**, 109), la première pour CaO (Sm) contenant FNa et SO_4K_2, la seconde pour CaO (Pr) préparé avec F_2Ca et SO_4K_2.

[5] Dans un Mémoire sur les sulfures alcalino-terreux contenant deux activateurs, Rothschild (*Phys. Zeits.*, 1936, **37**, 757) avait signalé la sensibilisation de l'émission des terres rares par le plomb, mais il n'avait pas étudié les conditions d'excitation.

(*) **3. — Dispositif enregistrant directement les lignes d'égale luminance de la voûte céleste. Allure générale de leur répartition dans le cas du ciel diurne;**

par M. J. Riblet,

Attaché de Recherches au C. N. R. S. (Observatoire de Lyon).

Des déterminations de la répartition des luminances sur *l'ensemble* de la voûte du ciel diurne avaient été effectuées à Montpellier par J. Peyre [1] à l'aide d'un photomètre visuel monté en théodolite. Il mesurait les luminances suivant une soixantaine de directions convenablement réparties; chaque direction de visée accompagnée de la valeur de la luminance correspondante était reportée sur un fond de carte représentant la voûte céleste en projection orthographique sur le plan d'horizon; les *lignes d'égale luminance* étaient ensuite menées à l'estime par interpolation.

Mon dispositif, donnant par *filage direct et continu* ces diverses lignes (en projection stéréographique sur le plan d'horizon), permet d'opérer *avec plus de précision et de rapidité.* (La rapidité d'exécution présente un grand intérêt, la répartition des luminances variant avec le déplacement apparent du soleil et d'une manière d'autant plus appréciable que la région considérée est plus proche de l'astre.)

J'utilise à cet effet mon *perspectographe stéréographique* précédemment décrit [2] en substituant au viseur un photomètre et en prenant un miroir explorateur à face avant réfléchissante (afin d'éviter la polarisation par réflexion vitreuse).

Pour filer une courbe d'égale luminance de valeur absolue B, il suffit de régler le photomètre de manière que l'égalisation des plages corresponde à cette valeur B; puis, soulevant légèrement le style (afin d'éviter qu'il ne trace), on le déplace jusqu'à l'obtention de l'égalisation, et on le manie ensuite tel un crayon, en veillant seulement à ce que son déplacement maintienne l'égalisation photométrique.

Le photomètre utilisé peut être quelconque, visuel, à photoélément, etc.; le style pourrait même être dirigé automatiquement par un dispositif approprié.

Jusqu'ici, j'ai opéré *avec un photomètre visuel* en prenant pour unité de luminance la luminance B_Z du ciel au zénith dans la bande spectrale utilisée (le filage est physiologiquement d'autant plus facile que le filtre utilisé limite une bande spectrale plus étroite).

Le principe de l'appareil est représenté schématiquement (*fig.* 1). Le bord rectiligne d'une surface réfléchissante m est à l'intersection des plans focaux images des deux objectifs L_1 et L_2 dont les axes optiques sont orientés : le premier horizontalement, le second vers le zénith. Une tare neutre N est disposée devant L_2 (la luminance du zénith n'étant pas la luminance minimum). Un coin photométrique coulissant C, optiquement neutre, solidaire d'une échelle graduée est doublé d'un contre-coin C'. Un filtre sélectif interchangeable F est disposé au voisinage de l'oculaire L_3. Un prisme à réflexion totale P renvoie suivant l'axe optique du photomètre le faisceau réfléchi verticalement par le miroir explorateur M du perspectographe. L'œil regardant à l'oculaire voit deux plages contiguës de teintes voisines (éclairées l'une par le ciel au zénith, l'autre par la partie du ciel visée par le miroir M) séparées par le bord rectiligne de m dont l'image virtuelle est rejetée à l'infini par l'oculaire.

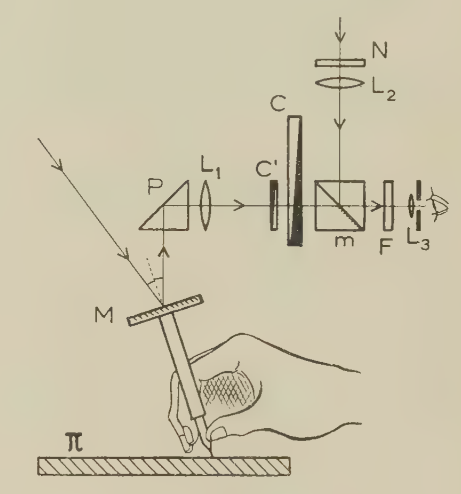


Fig. 1.

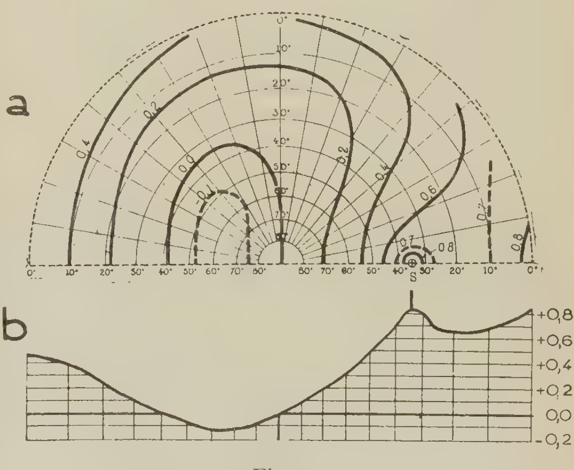


Fig. 2.

Un petit écran circulaire, solidaire d'une longue tige mince orientable permet à tout moment de porter de l'ombre sur le miroir et sa monture, évitant ainsi toute réflexion et diffusion parasites du rayonnement direct du soleil.

A titre d'exemple, la figure 2 a donne la répartition de la luminance pour la moitié de la voûte du ciel diurne, limitée au vertical du soleil, d'après la mesure effectuée le 26 février 1952 à l'Observatoire de Haute-

Provence, entre 11 h 15 et 11 h 25 T. U. par ciel sans nuages, brumeux à l'horizon en utilisant comme filtres sélectifs deux filtres verts n° 407 Ilford superposés donnant pour l'observateur moyen (C. I. E.) une courbe de visibilité n° 3 (*fig.* 3, échelle des ordonnées à gauche) déterminée à partir de la courbe de visibilité relative pour l'observateur C. I. E. (courbe n° 1, *fig.* 3, échelle des ordonnées à gauche) et de la courbe de transmission des deux filtres superposés (courbe n° 2, *fig.* 3, échelle des ordonnées à droite).

La luminance B d'une courbe cotée x étant définie, en fonction de la brillance B_Z du zénith dans la bande spectrale considérée, par la relation logarithmique

$$\log B = \log B_Z + x,$$

on a enregistré en lignes continues les diverses courbes d'égale luminance définies par la relation

$$\log B = \log B_Z + 0{,}2\,N,$$

N étant un nombre entier.

Pour mieux définir certaines zones particulières,

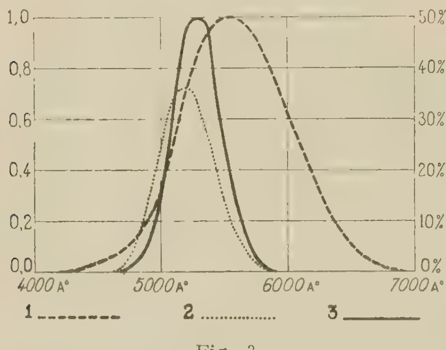


Fig. 3.

nous avons enregistré des courbes intercalaires représentées en tirets.

Des mesures que j'ai effectuées, notamment à l'Observatoire de Haute-Provence, j'ai pu dégager l'*allure générale de la répartition de la luminance du ciel diurne sans nuages, sous nos latitudes*. Nous n'avons représenté qu'une moitié du ciel diurne limitée au vertical du soleil; nous remarquerons toutefois que l'autre moitié ne serait pas exactement symétrique.

Afin de rendre le commentaire plus imagé, *nous avons assimilé les lignes d'égale luminance à des courbes de niveau topographiques.*

Entre le soleil et l'horizon, on a une croupe se relevant en éperon, ce dernier surmonté par une haute tour : le soleil; le reste du terrain converge vers une cuvette.

Nous avons construit (*fig.* 2 b) le profil topographique de la figure 2 a suivant le vertical du soleil.

Lorsque la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon dépasse *une trentaine de degrés*, l'éperon détermine un col de flanc nettement caractérisé d'où descendent symétriquement, de chaque côté du vertical du soleil, deux vallées opposées qui vont s'élargissant pour converger au fond de la cuvette (l'ensemble des deux lignes de thalweg ayant une forme sensiblement elliptique), etc.

Pour de plus faibles hauteurs du soleil, l'éperon s'atténue de plus en plus : les deux vallées ont des origines distinctes et finissent même par disparaître. Il y a lieu de remarquer que le soleil et le fond de la cuvette se trouvent toujours de part et d'autre du zénith; plus le soleil s'en rapproche, plus le fond de la cuvette s'en éloigne et vice versa, le fond de la cuvette n'atteignant jamais le zénith.

Notre dispositif se prête à de nombreuses autres applications, notamment en éclairagisme.

La Conférence a été illustrée de projections.

[1] Peyre J. — *Revue d'Optique*, 1927, **6**, 73.
[2] Riblet J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 803; *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 79 S.; *Catalogue* 49e *Exposition de la Société française de Physique*, 1952, p. 267-269; *Revue de Géographie de Lyon*, 1952, **27**, 391.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 5 DÉCEMBRE 1952.

La Communication suivante a été présentée :

Effet Hall, résistance et température, dans les milieux ferromagnétiques en particulier. Quelques aspects théoriques et techniques des effets du champ magnétique en présence de gradients thermiques;

par M. A. Perrier,
Professeur à la Faculté des Sciences de Lausanne.

La représentation phénoménologique et l'étude expérimentale de l'effet Hall, ainsi que ses interprétations théoriques, se sont toujours limitées à la constante R de Hall définie par la loi

$$\Delta V = RI\mathcal{H}\frac{b}{d}$$

donnant la « force électromotrice » transversale en fonction de l'intensité du courant, du champ et des dimensions de la section normale de la lame.

Dans diverses publications (la plupart in *Helvetica Physica Acta*), l'auteur a développé des conceptions théoriques envisageant ces phénomènes sur une base beaucoup plus large; les éléments essentiels sont :

a. L'effet Hall (« magnétogalvanique transversal ») ne saurait être séparé, dans son expression et son étude, de la résistivité et de ses variations thermiques et magnétiques (effet magnétogalvanique « longitudinal » de W. Thomson).

b. Tenant compte de ce fait, les variations de l'effet transversal peuvent affecter des allures totalement différentes selon que l'on se sert pour sa représentation de la résistivité de Hall (RH) ou du pouvoir rotationnel (tg φ) ou de la « conductivité magnétogalvanique » (paramètre défini à l'aide des courants transversaux).

On vérifie, par exemple, les règles suivantes :

Lorsque le pouvoir rotationnel varie notablement et la résistance faiblement, les trois paramètres, résistivité et conductivité transversales, pouvoir rotationnel, concordent dans leurs variations; ils sont même fréquemment proportionnels.

Si, au contraire, la résistivité manifeste des modifications considérables, son effet peut l'emporter sur celui de la rotation, et alors, l'un des trois paramètres transversaux varie en *sens inverse des deux autres*; ces derniers, en outre, suivent des lois quantitativement différentes.

On a utilisé ces lois théoriques pour l'étude des milieux ferromagnétiques en y introduisant une hypothèse essentielle, celle des *effets spontanés*, selon laquelle le champ inducteur, dans les conditions usuelles, est un facteur négligeable devant l'aimantation spontanée, autrement dit devant le champ moléculaire. Cela s'appliquant en toute généralité tant aux effets longitudinaux que transversaux, comme aussi aux effets provoqués par des *gradients de température* en l'absence de courant.

Des relations quantitatives déterminées découlent de ces éléments théoriques.

Une autre hypothèse, sans être indispensable, simplifie considérablement la description générale des phénomènes, et singulièrement de ceux qui sont liés à des gradients thermiques : celle des « *autocourants* », soit des courants entretenus en l'absence de composantes de champ électrique.

Une série de données expérimentales, obtenues récemment ou plus anciennement, sont présentées et interprétées à la lumière des éléments théoriques rappelés, ce sont entre autres :

1° dans les milieux ferromagnétiques, la variation thermique de l'effet Hall spontané, jusqu'ici si énigmatique, comme aussi celle de la résistivité, cette dernière comportant deux aspects : un gros phénomène (du premier ordre) indépendant de l'aimantation *observable*; un second phénomène beaucoup plus faible et changeant de signe avec la direction du champ, il décèle l'*anisotropie spontanée* électrique et thermoélectrique des domaines de Weiss. Quant à l'effet transversal spontané, exprimé par la conductivité magnétogalvanique, il s'accroît continuellement à partir du point de Curie et dans une large proportion jusque vers 14° absolus;

2° un groupe d'effets mécanogalvaniques et mécanothermoélectriques découverts dans les conditions délimitées théoriquement : par exemple une nappe de courants permanents à lignes normales aux génératrices d'un tube cylindrique, siège d'un gradient thermique longitudinal, aussi longtemps qu'il est soumis à une torsion. Cet effet, purement mécanique par ses causes immédiates et apparentes, est néanmoins d'un mécanisme intime magnétique;

3° une étude sur les forces thermoélectriques d'aimantation;

4° des discussions d'ordre thermodynamique sur les autocourants et leur liaison avec les pouvoirs thermoélectriques intrinsèques; ce type de courant n'emprunte aucune énergie à l'extérieur;

5° quelques résultats récents sur les effets-champ superposés aux effets spontanés lorsque les contraintes magnétiques deviennent très intenses;

6° quelques considérations sur la possibilité des effets magnétogalvaniques dans l'état de *superconduction*, ces effets devant nécessairement passer inaperçus par les procédés d'observation usités jusqu'ici; etc.

Les idées théoriques et faits exposés expliquent certainement en partie les difficultés rencontrées par les mécanismes électroniques de la conduction métallique; une bonne part de ces difficultés tiennent sans doute à ce que la signification des données connues de l'expérience ne leur permet pas d'être comparées pertinemment aux résultats des calculs.

En fin d'exposé, on développe quelques procédés nouveaux de technique qui doivent, en particulier, permettre l'amplification des effets transversaux par voie de *mise en série*. Ces procédés paraissaient jusqu'ici tout à fait impensables.

SÉANCE DU 7 JANVIER 1953.

Conférence de M. C. F. Squire, Professeur au Rice Institute (Texas) : *Recherches de l'auteur sur la physique des basses températures.*

SÉANCE DU 6 FÉVRIER 1953.

Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) **1. — Quelques réactions provoquées par tritons sur des noyaux légers;**

par MM. P. Cüer et D. Magnac-Valette, présentée par Mme D. Magnac-Valette.

Le dispositif expérimental qui nous permet de produire les désintégrations par tritons dans des émulsions nucléaires, a été décrit précédemment [1, 2]. Nous avons trouvé dans une première étude [1, 2] les réactions :

$$\begin{aligned} &Li^{6}_{3}\,(t,\quad n)\,2\alpha \;+16{,}03\ \text{MeV},\\ &Li^{7}_{3}\,(t,\ 2n)\,2\alpha \;+\ 8{,}92\ \text{MeV},\\ &N^{14}_{7}\,(t,p,n)\,N^{15}_{7} +\ 2{,}45\ \text{MeV}. \end{aligned}$$

Ces réactions sont à bilan élevé et donnent trois particules que nous avions supposées émises en deux stades et dont nous avions donné les niveaux correspondant aux états excités intermédiaires.

Notre étude actuelle porte sur les réactions à faible bilan énergétique difficiles à distinguer des chocs élastiques très nombreux.

Nous avons réussi, dans ce but, à réduire expérimentalement l'erreur principale due au coefficient de rétrécissement fort variable d'une plaque à une autre, quand l'émulsion est chargée au lithium.

Nous avons ainsi mis en évidence la réaction

$$Li^{6}_{3} + H^{3}_{1} \;\rightarrow\; Li^{7}_{3} + H^{2}_{1} + 0{,}99\ \text{MeV}.$$

Cette réaction avait été observée par d'autres auteurs, avec des compteurs, à énergie incidente très

faible (300 keV) et tout porte à penser que c'est une réaction d'arrachement (t, d). Cependant, il nous est impossible de distinguer une telle réaction quand le deuton est peu dévié par rapport au triton incident, fait spécifique des réactions d'arrachement. Le cas que nous avons observé a lieu à une énergie incidente de $2,7 \pm 0,3$ MeV environ, supérieure à la barrière de potentiel du Li^6 pour le triton (environ 1,5 MeV) et le deuton était émis à environ 70° du triton incident. Dans ce cas, le recul est long et son énergie mesurable.

Nous avons mis en évidence une désintégration de l'oxygène ou de l'azote aboutissant à un niveau excité de O_8^{18} à $2,15 \pm 0,17$ MeV ou de N_7^{16} à $3,52 + 0,17$ MeV. Les deux réactions possibles sont :

$$N_7^{14}(t, p)N_7^{16*} + 1,61 \pm 0,17 \text{ MeV},$$
$$O_8^{16}(t, p)O_8^{18*} + 1,57 \pm 0,17 \text{ MeV}.$$

Nous avons retrouvé la désintégration en trois corps de l'azote

$$N_7^{14}(t, p, n)N_7^{15} + 2,5 \text{ MeV}$$

à une énergie incidente de $3,33 \pm 0,54$ MeV, l'énergie du neutron émis étant grande. Les intermédiaires O_8^{16} excité à $12,9 \pm 0,6$ MeV et N_7^{16} à $5,4 \pm 0,2$ MeV sont également probables.

Nous avons enfin observé un grand nombre d'événements se présentant sous la forme d'un triton en fin de parcours donnant deux α peu énergiques. Il s'agit des réactions $(t, n, 2\alpha)$ ou $(t, 2n, 2\alpha)$ sur Li^7 ou Li^6, réactions que nous avions trouvées déjà à plus haute énergie incidente. Il peut paraître relativement étonnant que les α aient pu franchir la barrière de potentiel à une aussi faible énergie. Mais cette objection disparaît si l'on suppose l'existence d'un arrachement (t, n) ou $(t, 2n)$ suivi de la décomposition d'un noyau de Be^8 excité. Allen et ses collaborateurs [3] qui ont étudié la désintégration du Li^7 avec des compteurs à 90° ne semblent notamment pas tenir compte de cette possibilité dans l'étude des continuums de particules α. Ce fait expliquerait pourquoi ces auteurs, une fois déduits les continuums dus à la décomposition de He_2^5 dans un état excité, sont obligés pour expliquer l'abondance des réactions $(t, n, 2\alpha)$ d'émettre l'hypothèse d'une tripartition immédiate, alors que celle-ci est très improbable [4, 5] et n'a jamais été prouvée de façon formelle dans aucune réaction nucléaire à basse énergie. Nous avions d'ailleurs déjà signalé la réaction $Li_3^6\,(t, n)\,2\,\alpha$ par l'intermédiaire certain d'un niveau excité du Be^8 à 7,5 MeV [2].

[1] Cüer P. et Magnac-Valette D. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 23.

[2] Cüer P. et Magnac-Valette D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1049.

[3] Dewan J. T., Pepper T. P., Allen K. W. et Almqvist E. — *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 416.

[4] Cüer P. et Jung J. J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 204.

[5] Eder M. et Telegdi V. L. — *Helv. Phys. Acta*, 1952, **25**, 55.

(*) 2. — Cinématographie en mécanique des fluides. Opérations techniques et résultats scientifiques.

(projection d'un film et de photostats avec présentation d'appareils);

par M. L.-A. Sackmann,

Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg, Directeur du Laboratoire de Mécanique des Fluides.

La caméra cinématographique est un instrument de travail relativement peu employé dans les laboratoires de Recherche scientifique.

En Mécanique des Fluides, on est pour ainsi dire dans l'obligation d'y recourir, par la nature même du domaine des recherches, afin d'analyser qualitativement ou quantitativement le mouvement souvent très complexe des fluides, soit dans l'espace (description générale des champs d'écoulement), soit dans le temps (étude des phénomènes non permanents).

D'emblée, des difficultés d'ordre scientifique, et non technique, s'opposent aux prises de vues (il en est d'ailleurs de même pour la photographie ou l'observation directe), du fait de la continuité des milieux fluides; dans l'impossibilité de distinguer leurs particules, on est forcé d'employer des artifices scientifiques de visualisation pour matérialiser les particules individuelles ou les lignes de courant.

Malgré ces difficultés, des résultats précieux peuvent être enregistrés, ce qui justifie l'emploi du cinéma qui peut non seulement rendre des services scientifiques inestimables, mais qui demeure accessible aux moyens et ressources d'un laboratoire non industriel.

La Communication est illustrée par la projection d'un film (1) et de photostats extraits de ce film, portant sur une étude particulière des écoulements (d'eau) dans les tubes et les canalisations.

Ce film (muet, avec titres, textes et dessin animé complétant les prises de vues scientifiques) a été réalisé intégralement et mis en scène au Laboratoire de Mécanique des Fluides de Strasbourg, avec les seules ressources en personnel et en matériel de ce Laboratoire.

On expose successivement :

a. Les opérations techniques des prises de vues. — La visualisation préalable du champ d'écoulement (filets colorés); Les montages optiques (sources de lumière, éclairage, objectifs); La technique des prises de vues (caractéristiques variées); Le montage définitif du film (d'après un scénario de base).

b. Les résultats scientifiques enregistrés. — La reconstitution du mouvement étudié par la projection du film; L'analyse détaillée des phénomènes grâce aux photostats.

(1) L.-A. Sackmann. *Les Écoulements dans les Canalisations*, Documentaire Scientifique 16 mm, présenté en projection originale au 8e Congrès International de Mécanique Théorique et Appliquée, Istanbul, août 1952.

Le Gérant : Maurice Blondin. 143151 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1953.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 20 FÉVRIER 1953.

Présidence de M. PAUTHENIER.

M. LE PRÉSIDENT ouvre la séance et prononce l'allocution suivante :

MES CHERS COLLÈGUES,

Nous avons la douleur de vous faire part de la mort récente de notre collègue M. Joseph Guyot, Professeur honoraire du Lycée Louis-le-Grand et gérant du *Bulletin* de notre Société.

Chacun de nous revoit encore notre cher collègue assis au premier rang de l'auditoire, écoutant avec grand intérêt les Communications sur les sujets les plus variés, mais guettant aussi l'occasion de rappeler aux auteurs la remise de la Note pour le *Bulletin*....

Né à Châteauneuf-sur-Loire en 1878, Joseph Guyot avait été élève à l'École Normale Supérieure de Saint-Cloud, professeur d'École Normale à La Rochelle, puis à Clermont-Ferrand; malgré la lourde charge de son enseignement, il prépare la licence, le diplôme d'Études Supérieures; il est reçu à l'Agrégation en 1909. Mobilisé dans l'Infanterie dès le début de la guerre, il est ensuite appelé à travailler au laboratoire de Chimie de l'École Normale sous la direction de L. J. Simon. Il poursuit après la guerre des travaux de recherche sur l'électrolyse et soutient en 1925 une excellente Thèse sur l'effet Volta métal-électrolyte et les couches monomoléculaires. Il a laissé une liste impressionnante de publications scientifiques originales.

Très brillant professeur, il passe les 15 dernières années de sa carrière au Lycée Louis-le-Grand, où il obtient de nombreux succès aux concours d'entrée aux grandes écoles.

Son excellent *Traité de Physique*, rédigé initialement en collaboration avec M. Lemoine, rend les plus grands services aux élèves de Mathématiques spéciales. Jusque dans ces dernières années, M. Guyot le tenait soigneusement à jour.

Notre Société perd en lui un collaborateur éminent et bien difficile à remplacer. Nous avons été votre interprète auprès de la famille pour lui témoigner toute notre sympathie.

M. LE PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. AVIOTTE (Paul), Calculateur, 22, boulevard Carnot, Le Vésinet (Seine-et-Oise), présenté par MM. Maréchal et Marandon.

GUÉRON (Jules), Docteur ès sciences, Directeur au Commissariat à l'Énergie atomique, 15, rue de Siam, Paris (16e), présenté par MM. F. Perrin et Horowitz.

LANGEVIN (Michel), Ingénieur E. P. C. I., Licencié ès sciences, Attaché de recherches au C. N. R. S., 4, rue Froidevaux, Paris (14e), présenté par MM. Savel et Renard.

MESSIAH (Albert, Moïse, Louis), Ancien élève de l'École Polytechnique, Docteur de l'Université de Rochester, Ingénieur, 18, rue Violet, Paris (15e), présenté par MM. Horowitz et Herpin.

Mlle MOINE (Jacqueline), Calculatrice, 39, rue Paul-Bert, Suresnes (Seine), présentée par MM. Maréchal et Marandon.

MM. RADVANYI (Pierre), Licencié ès sciences, Attaché de recherches au C. N. R. S., Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France, 44, rue Paul-Barruel, Paris (15e), présenté par MM. Vigneron et Chastel.

TAGLANG (Pierre), Docteur ès sciences, Chargé de recherches au C. N. R. S., 6, rue des Gardes champêtres, Strasbourg-Robertsau (Bas-Rhin), présenté par MM. Foex et Forrer.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Récents progrès en diffraction électronique et applications;

par MM. J. J. TRILLAT et N. TAKAHASHI,

Laboratoire de Rayons X
du Centre National de la Recherche scientifique,
Bellevue (Seine-et-Oise).

L'on sait que les diagrammes de diffraction électronique, obtenus par transmission ou par réflexion, sont généralement d'une grande intensité et qu'ils peuvent être enregistrés par l'émulsion photographique en des temps extrêmement courts, souvent inférieurs à la seconde. Cette propriété, qui n'existe pas pour les Rayons X, peut être mise à profit pour

suivre les transformations d'une substance disposée dans le diffractographe électronique et soumise dans l'appareil à des actions diverses (temps, température, action propre des électrons, etc.). Plusieurs exemples en ont été donnés dans nos travaux récents (transformation AgBr en Ag, cémentation du fer, évolution des alliages Al-Cu) ainsi que dans les travaux de S. Goldsztaub (alliages), de R. Lecuir (déshydratation) et de P. Conjeaud (état amorphe, état cristallin).

Mais, dans toutes ces recherches, les diagrammes sont obtenus isolément; ils ne permettent pas de suivre d'une façon continue les diverses transformations. Or, c'est là une question d'un haut intérêt dans de nombreux domaines aussi bien théoriques que pratiques.

Pour y répondre, l'un de nous avait, dès 1935, utilisé pour l'enregistrement un film photographique que l'on déplaçait pendant la pose dans un plan perpendiculaire au faisceau d'électrons. Les résultats sont considérablement améliorés en masquant le film par une plaque métallique munie d'une fente fine passant par le point d'impact du faisceau électronique non diffracté et en l'entraînant à l'aide d'un moteur électrique muni d'un réducteur permettant d'obtenir la vitesse de déplacement la plus favorable (quelques centimètres par minute par exemple). Des essais analogues ont été tentés aussi dans ce sens par Boettcher.

Considérons ce qui se passe lorsqu'un diagramme d'anneaux de Debye-Scherrer tombe sur ce dispositif. Il est évident que, dans ces conditions, l'émulsion photographique ne reçoit que les électrons passant à travers la fente et localisés le long des petits arcs dont la longueur est égale à l'ouverture de cette fente. Par suite du déplacement du film, ces arcs s'enregistrent sous forme de lignes parallèles dont la finesse est fonction de la largeur de la fente et dont les intensités restent dans le même rapport que pour le diagramme complet. Il est donc aisé, après développement, d'interpréter les clichés obtenus de la même façon que les diagrammes de cercles de Debye-Scherrer.

Cette méthode prend tout son intérêt lorsqu'il s'agit de suivre par exemple les variations de structure des alliages en fonction de la température. Pour cela, nous disposons le film d'alliage sur un support chauffant pouvant aller jusqu'à 1000° C et nous l'examinons par transmission; l'enregistrement de la température se fait très simplement par une illumination de l'émulsion photographique à travers la fente, tous les 50° C par exemple. Ces repères de température peuvent être complétés par des repères de temps.

Il nous a été ainsi possible d'enregistrer d'une façon complète l'évolution de nombreuses phases d'alliages préparés à partir d'atomes isolés de Cu et Al, que nous avions étudiés antérieurement par la méthode classique [1].

Nous avons également appliqué cette méthode à de nombreux autres cas; dès maintenant, nous pouvons affirmer qu'elle est susceptible de beaucoup d'applications, dont voici quelques exemples : étude de la diffusion d'atomes différents, étude de transformations de structures cristallines en fonction de la température (Fe α en Fe γ, Co hexagonal en Co cubique, passage de l'état amorphe à l'état cristallisé avec tous ses détails, etc.), évolution des alliages, apparition des phases, vieillissement, durcissement structural, décomposition par la chaleur, étude des zones de stabilité, étude des diverses étapes de déshydratation d'un composé, etc.

Enfin, des essais préalables nous ont montré la possibilité, en introduisant des traces d'oxygène dans l'appareil, de suivre d'une façon continue et aussi lente qu'on le désire, les phénomènes d'oxydation en fonction du temps et de la température; nous l'avons appliqué à l'oxydation de Al et de Cu. On peut prévoir également l'action d'autres gaz (Az : nitrurations, CO_2 : carbonatations, CO : cémentations, H_2, etc.). Dans bien des cas enfin, la préparation peut être réalisée dans l'appareil même, en évaporant par voie thermique ses éléments constitutifs; il est ainsi possible d'enregistrer toute son évolution à partir du moment même où les atomes ou molécules sont déposés sur le support.

[1] Trillat J.-J. et Takahashi N. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1306.

2. — Étude par diffraction électronique de l'évolution de films minces d'antimoine, d'arsenic et de bismuth;

par M. P. Conjeaud,

Laboratoire de Rayons X
du Centre National de la Recherche scientifique,
Bellevue (Seine-et-Oise).

La méthode qui consiste à préparer des films minces par évaporation thermique sous vide dans le corps même du diffracteur présente le double avantage de fournir des préparations exemptes de toute contamination par l'atmosphère ambiante et de permettre leur examen immédiat. Les premières applications que nous avons faites de cette méthode concernent l'évolution de films minces d'antimoine, d'arsenic et de bismuth.

1. L'antimoine cristallise dans le système rhomboédrique. Or, J. A. Prins [1] étudiant, par diffraction d'électrons les films minces obtenus en déposant par évaporation thermique de l'antimoine sur un support de collodion, a observé initialement des anneaux diffus, attribués à une structure amorphe; sous certaines conditions d'épaisseur, ces films évoluaient spontanément en quelques heures vers une structure cristalline orientée. Dans des conditions identiques, Levinstein [2] observait initialement les mêmes anneaux diffus, ne constatait que de rares et très lentes évolutions spontanées mais, par contre, mettait en évidence une cristallisation rapide sous l'influence du faisceau électronique.

Nous avons constaté qu'examinées immédiatement après condensation de l'antimoine sur son support de collodion, les préparations présentent uniformément un diagramme de halos diffus que l'on ne peut attribuer à l'extrême petitesse des microcristaux, mais qui est caractéristique d'un état amorphe. A la température ambiante, la transformation quasi complète de l'échantillon nécessite

plusieurs semaines. Par contre, si on laisse agir le faisceau d'électrons au même point de la préparation, on observe, au bout d'un temps variant de quelques secondes à quelques minutes, l'apparition progressive du diagramme de diffraction de l'antimoine cristallisé. Le phénomène est uniquement localisé au point d'impact du faisceau et peut être répété en chaque point de la préparation. Les films évoluent d'autant plus difficilement qu'ils sont plus minces.

Quel que soit le mode d'évolution, la majorité des diagrammes obtenus montre une orientation plus ou moins intense, l'axe ternaire se disposant toujours perpendiculairement au plan du support.

2. Les films minces d'arsenic et de bismuth ont été étudiés dans les mêmes conditions; ces deux éléments se situent dans la même colonne de la classification périodique que l'antimoine et présentent avec lui de grandes ressemblances cristallographiques et chimiques.

L'arsenic fraîchement condensé fournit des diagrammes de halos analogues à ceux de l'antimoine. Mais, en aucun cas, par vieillissement à la température ambiante ou par action du faisceau électronique, nous n'avons pu obtenir de diagrammes caractéristiques d'une structure cristallisée. Avec le bismuth au contraire, nous n'avons jamais pu saisir de passage, si fugitif soit-il, par la phase amorphe; dès condensation sur le support, on observe les diagrammes caractéristiques du bismuth cristallisé généralement orienté avec l'axe ternaire normal au plan du support.

Il apparaît indubitable qu'ainsi que l'avait observé Prins les films minces d'antimoine se condensent à l'état amorphe à partir de leur vapeur. Il est vraisemblable que dans de tels films voisins de l'état liquide, les atomes sont doués d'une certaine mobilité [3] qui leur permet de se réarranger à l'état cristallisé plus stable. Ce réarrangement, favorisé par l'épaisseur du film, peut se faire, soit très lentement à la température ambiante, soit beaucoup plus vite sous l'influence de l'échauffement local causé par l'impact électronique. Prins [4], dans un article ultérieur, signale en effet avoir obtenu la transformation immédiate de l'antimoine amorphe en antimoine cristallisé par chauffage de la préparation entre 120 et 150° C. Nous avons de notre côté repris ces expériences et des enregistrements continus selon la méthode décrite par J. J. Trillat confirment ces résultats, quoique donnant une température de transformation plus élevée (250 à 300° C).

Il est remarquable de constater que l'évolution, sous l'action du faisceau électronique, de la triade As-Sb-Bi suit l'ordre de la classification périodique et des points de fusion : l'arsenic ($F = 1200°C$) reste à l'état amorphe, l'antimoine ($F = 630°C$) passe progressivement de l'état amorphe à l'état cristallisé, le bismuth ($F = 270°C$) apparaît immédiatement comme cristallisé. La stabilité à l'état amorphe semble donc liée au point de fusion.

Ces expériences mettent en outre l'accent sur un phénomène dont il est important de tenir compte dans les études par diffraction ou microscopie électroniques : les modifications qu'est susceptible d'apporter le faisceau électronique aux préparations étudiées.

[1] Prins J. A. — *Nature*, 1933, **131**, 760.
[2] Levinstein H. — *J. Appl. Phys.*, 1949, **20**, 306.
[3] Germer L. H. — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 78.
[4] Prins J. A. — *Nature*, 1935, **136**, 299.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 6 FÉVRIER 1953.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Remarques sur les spectrographes et monochromateurs à passages multiples (visible et infrarouge);

par M. P. Jacquinot.

Il est relativement facile de multiplier le pouvoir de résolution d'un système dispersif en reprenant la lumière à sa sortie au moyen de miroirs et en la renvoyant de nouveau une ou plusieurs fois à travers le système.

Ce procédé, redécouvert récemment, a suscité un certain engouement; il avait déjà été indiqué par A. Couder et est utilisé depuis plus de 15 ans à Bellevue.

On discute les propriétés de ces systèmes à passages multiples :

1° Gain de résolution et possibilité d'apodisation par utilisation d'une fente supplémentaire;

2° Gain ou perte de luminosité (à résolution égale à celle d'un seul passage) : il peut y avoir un léger gain dans les cas favorables. Même avec un prisme absorbant, la perte de lumière est loin d'être celle qu'on peut attendre à priori;

3° Séparation des spectres des divers « ordres ». L'un des systèmes par modulation récemment proposés conduit en réalité à une perte sérieuse de sensibilité ultime;

4° Lumière parasite.

2. — Utilisation d'un étalon de Perot et Fabry comme monochromateur hyperfin (méthode Jacquinot-Dufour) dans le domaine spectral de la raie 2537 Å;

par MM. R. Lennuier et J. L. Cojan.

Détails techniques concernant le montage.

Repérage des longueurs d'ondes.

Aperçu de quelques résultats obtenus (spectre hyperfin d'émission et d'absorption de la raie 2537 Å. Étude de la réflexion sélective de cette raie sur la vapeur de mercure).

SECTION SUD-OUEST
(Bordeaux)

SÉANCE DU 15 JANVIER 1953

(*) **1. — Observations, sur la cuve à mercure de M. Devaux, de quelques phénomènes d'expansion superficielle;**

par M. R. Péraldi.

1. Cuve a mercure. — L'auteur a réalisé une cuve à mercure analogue à celle de M. Devaux : cuve plate (5 mm de profondeur) obtenue en collant sur les bords d'une plaque de verre rectangulaire de $27 \times 22 \times 0{,}5$ cm des bandes de verre étroites (1 cm) et peu épaisses (0,5 cm). Cette cuve une fois remplie de mercure, l'« écrémage » superficiel que M. Devaux a eu le mérite de rendre possible en collant sur les bords longitudinaux deux bandes étroites de cellophane se fait au moyen de réglettes de verre que l'on déplace à la surface du mercure [1]. La cuve repose sur un plateau muni de vis calantes permettant d'en régler l'horizontalité. En outre, la température superficielle est repérée à l'aide d'un thermomètre à fond plat. L'auteur rappelle ensuite brièvement la technique opératoire pour le dépôt de la substance à étudier :

a. soit directement au moyen d'un fil de verre imprégné de substance (étude qualitative);

b. soit en employant une solution titrée dans un solvant volatil; le dépôt se fait alors au moyen d'une pipette permettant d'opérer avec une ou deux gouttes calibrées [2]. Dans ce cas, pour permettre une évaporation régulière du solvant, on couvre la cuve d'une plaque de verre percée d'un orifice central par lequel on fait tomber les gouttes de solution (étude quantitative).

2. Observation de différents phénomènes d'expansion. — L'auteur, après un bref historique de la question et avoir rappelé l'expérience fondamentale de M. Devaux, expansion circulaire spontanée et limitée d'une quantité infinitésimale de matière grasse [3] et les expériences ultérieures de Marcelin [4], rappelle comment on mesure la surface d'un film monomoléculaire « saturé », les différents tests utilisés à cet effet à savoir : *immobilisation du camphre* (Miss Pockels et Lord Rayleigh, 1890-1899) et « *pulsation* » (utilisée et décrite par M. Devaux [5] à propos de mesures faites sur le sulfate de cuivre) test qu'il est, semble-t-il, préférable d'admettre, compte tenu des observations suivantes.

Après avoir réalisé une tache grasse sur la surface du mercure, au moyen d'une quantité infinitésimale d'huile d'olive par exemple, si l'on réduit la surface libre du mercure offerte à l'expansion de cette tache, il arrive un moment, pour une réduction convenable de celle-ci, où le dépôt d'une nouvelle goutte d'huile forme une petite lentille flottante, la surface est alors dite « saturée »; une nouvelle compression du film superficiel à partir de cette valeur critique S_0 de la surface a pour effet de faire sortir du film des molécules de plus en plus nombreuses dont le rassemblement forme de petites gouttelettes qui ne tardent pas à devenir directement observables. On admet aujourd'hui [6] que la juxtaposition des molécules est réalisée lorsqu'on a atteint la «saturation ». D'où un moyen simple de *détection d'une couche monomoléculaire saturée.*

Reprenons l'expérience précédente sur la surface de la tache grasse suffisamment réduite pour que le dépôt d'une nouvelle goutte d'huile d'olive forme une petite lentille flottante, déposons au moyen d'un capillaire une petite goutte d'huile de paraffine; celle-ci se comporte comme la goutte d'huile d'olive. Élargissons alors la surface libre du mercure, l'étalement des deux gouttes déposées se produit en même temps, mais une nouvelle réduction de la surface produira une contraction, un rassemblement ou, comme le dit M. Devaux, une « pulsation » beaucoup plus rapide et plus nette de l'huile de paraffine, en raison sans doute de l'absence de groupe polaire dans cette huile.

En supposant la matière compacte, on pourra calculer à partir de la surface S_0 mesurée par la méthode précédente :

1° *la hauteur e des molécules*, l'emploi de solutions titrées nous permettant de connaître le volume V de substance déposée

$$e = \frac{V}{S_0};$$

2° *la surface* σ_0 « occupée » par une molécule élémentaire si l'on connaît la masse moléculaire M et la masse spécifique ρ de la substance étudiée

$$\sigma_0 = \frac{S_0 M}{V N \rho} \qquad (\mathrm{N} = \text{nombre d'Avogadro}).$$

3. Résultats quantitatifs d'expériences refaites par l'auteur. — 1° *Acide stéarique* :

$$M = 284 \text{ g}, \qquad \rho = 1{,}0 \text{ g.cm}^{-3},$$

$$\text{titre de la solution utilisée } \frac{1}{1000},$$

$$e = 25{,}05 \text{ Å}, \qquad \sigma_0 = 18{,}9 \text{ Å}^2.$$

Bon accord avec les mesures de surfaces moléculaires obtenues à partir de l'étude des diagrammes, $\sigma_0 = 20{,}5$ Å² [7].

2° *Huile de ricin* (glycéride neutre de l'acide ricinoléique) :

$$M = 922 \text{ g}, \qquad \rho = 0{,}96 \text{ g.cm}^{-3};$$

$$e = 26{,}3 \text{ Å}, \qquad \sigma_0 = 60{,}6 \text{ Å}^2.$$

Diagrammes, $\sigma_0 = 63$ Å² [8].

A. *Comparaison des deux tests.* — L'auteur, à la suggestion de M. Servant, a comparé les résultats des mesures des surfaces correspondant à chacun des deux tests (immobilisation du camphre et pulsation) et qui ne sont malheureusement pas identiques. Il a constaté que le rapport de ces surfaces $\frac{S \text{ camphre}}{S \text{ pulsation}}$ variait de 1,3 à 2,1 lorsque la température croissait de 9 à 16°, et restait sensiblement constant de 16

à 25°. Les mesures sur *S* camphre sont imprécises à cause de la formation d'une couche d'oxyde de mercure et de la difficulté de noter avec rigueur l'instant d'immobilisation du camphre. La méthode pulsatoire donne donc des résultats plus précis et en bien meilleur accord avec ceux résultant de l'étude des diagrammes expérimentaux obtenus au moyen du manomètre superficiel de Marcelin.

B. *Observation de l'expansion particulière de l'acide stéarique, du salol, de l'orthochloronitrobenzène.* — L'auteur a eu l'occasion, au cours de ses expériences, de noter le mode d'expansion très particulier des substances solides à molécules polaires telles que l'acide stéarique, le salol, l'orthochloronitrobenzène, et qui à sa connaissance n'avait pas été signalé.

Une parcelle d'acide stéarique pur déposée sur la surface mercurielle préalablement saupoudrée de talc effectue comme le ferait une parcelle de camphre des mouvements désordonnés, tandis que la surface de mercure se détalque mais, au contraire du camphre dont l'agitation se poursuit très longtemps, l'amplitude des mouvements des particules d'acide stéarique diminue et, lorsque toute la surface est détalquée, ces mouvements cessent mais reprennent aussitôt, dès que l'on augmente la surface libre du mercure offerte à l'expansion.

Compte tenu des diagrammes expérimentaux obtenus au moyen d'appareils du type manomètre superficiel de Marcelin [9] dans lesquels les points figuratifs relatifs aux grandes surfaces correspondent à un film moléculaire gazeux (analogie avec les diagrammes d'Andrews), on est amené à penser qu'il s'agit là d'un phénomène analogue à une sublimation. En réalité, le phénomène est plus complexe si l'on tient compte du fait que Labrouste, Harkins, Copeland ont découvert, en étudiant les couches monomoléculaires, des phases qui n'ont pas leur équivalent dans le domaine des trois dimensions, à savoir : phase liquide détendue, phase liquide intermédiaire et phase superliquide.

[1] DEVAUX. — *Sciences*, 1939, **30**, 301-302.
[2] DEVAUX. — *Sciences*, 1939, **30**, 298.
[3] DEVAUX. — *Sciences*, 1939, **30**, 297.
[4] MARCELIN. — *Ann. Physique* [10], 1925, **4**, 475.
[5] DEVAUX. — *Mém. Acad. Sc.*, 1942, **66**, n° 1.
[6] MARCELIN. — *Ann. Physique* [10], 1925, **4**, 498.
[7] PASCAL. — *Chimie générale*, **1**, 1949, 304; DERVICHIAN. — *Thèse*.
[8] PASCAL. — *Chimie générale*, 1949, **1**, 305.
[9] PASCAL. — *Chimie générale*, 1949, **1**, 304.

(*) 2. — Étude de la dispersion de biréfringence de la cellophane dans le spectre visible;

par M. R. SARDOS.

J'ai mesuré par une méthode de déplacement de franges et par la méthode du quart d'onde la biréfringence des feuilles de cellophane dans le spectre visible.

MM. Cotton et Manigault [1] avaient signalé l'intérêt de ces feuilles en polarimétrie, car elles constituent de grandes surfaces biréfringentes, malheureusement souvent striées. Plus récemment, West et Makas [2] ont mesuré l'indice d'Ehringhaus $\frac{\Delta n_D}{\Delta n_F - \Delta n_C}$ de ces lames, sans toutefois publier le détail de leurs mesures de dispersion.

J'ai employé des feuilles de cellophane incolore du commerce de 0,02 mm d'épaisseur environ. Pour supprimer les réflexions parasites qui faussent les mesures, comme l'a montré Chaumont [3], ces lames étaient fixées à l'huile de cèdre entre deux galets polarimétriques sans trempe. Je m'étais assuré que ce liquide ne produisait pas, du moins dans un délai de plusieurs heures, de modification sensible des pointés. J'avais vérifié, d'autre part, que les franges d'interférences très serrées qui, comme l'a remarqué Rabinovitch [4], se superposent ordinairement aux franges de Fizeau et Foucault dans l'observation entre nicols parallèles, ne s'observaient plus avec

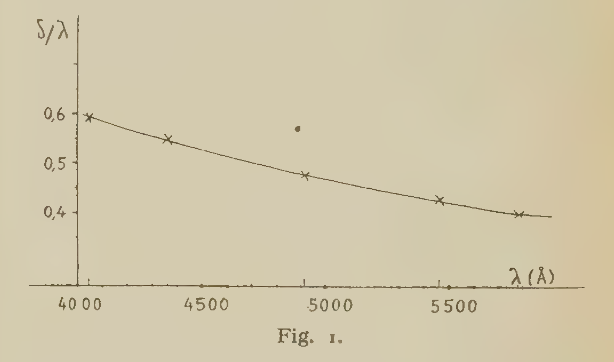


Fig. 1.

ce dispositif antiréfléchissant, ce qui en montrait l'efficacité.

Les résultats des mesures de $\beta = \pi \frac{e\,\Delta n}{\lambda} = \pi \frac{\delta}{\lambda}$ sont les suivants, pour les radiations principales de l'arc au mercure :

λ(Å)	5 780	5 460	4 916	4 358	4 046
β°	72,4	77	85,9	98,1	106,2
$\frac{\delta}{\lambda}$	0,40	0,43	0,48	$0,54_5$	0,59

La courbe des retards $\frac{\delta}{\lambda}$ (exprimés en fraction de longueur d'onde) est représentée sur la figure 1. On voit que, pour l'épaisseur de 0,02 mm et l'échantillon utilisé, la lame est demi-onde vers 4 750 Å.

Il m'a paru intéressant de rechercher si la variation de biréfringence avec la longueur d'onde pouvait être traduite par une formule de Servant [5]

$$\beta = \frac{b\lambda}{\lambda^2 - \lambda_1^2}.$$

Pour cela, j'ai construit (*fig.* 2) un graphique en portant λ^2 en abscisses et $\frac{\lambda}{\beta}$ en ordonnées. On voit que les points sont bien alignés. La longueur d'onde caractéristique de biréfringence est ici

$$\lambda_1 = 1\,000\ \text{Å}.$$

La biréfringence Δn peut s'écrire sous la forme

$$\Delta n = \frac{0{,}0113\,\lambda^2 \cdot 10^{-6}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 1},$$

où λ est exprimée en angströms. Mes autres mesures, non rapportées ici, confirment la validité du graphique rectiligne depuis 4 000 Å jusqu'à 6 300 Å. Ce graphique permet aisément toute interpolation ou extrapolation.

D'autre part, on doit remarquer qu'il est, semble-t-il, plus spécifique que « l'indice d'Ehringhaus »; celui-ci est, en effet, sensible aux erreurs qui peuvent s'introduire dans la mesure de Δn. Si, en particulier, on néglige d'employer un dispositif antiréfléchissant, il peut se faire que, pour une première radiation, la lame à l'étude soit sensiblement demi-onde et les erreurs dues aux réflexions internes négligeables, alors que, pour une autre radiation, la lame n'étant

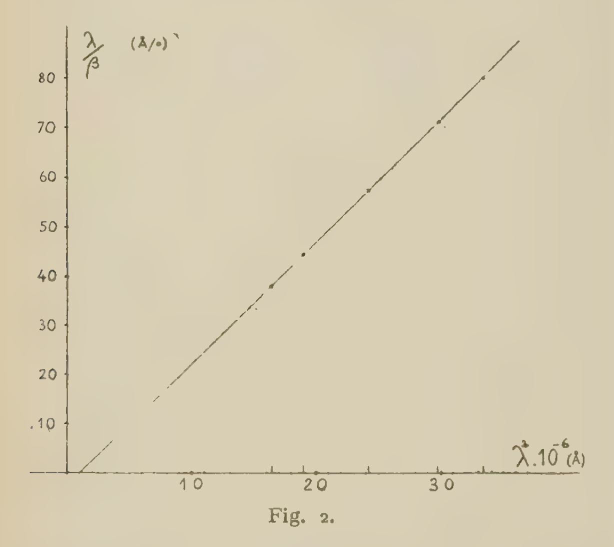


Fig. 2.

plus demi-onde ces erreurs seront notables. La différence $\Delta n_F - \Delta n_C$ peut alors être perturbée profondément et la valeur de l'indice d'Ehringhaus aussi.

Au contraire, la discrimination des divers ordres de grandeur de dispersion de biréfringence peut se faire très facilement par comparaison des longueurs d'onde réduites de biréfringence.

[1] Cotton A. et Manigault P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **219**, 597.
[2] West C. D. et Makas A. S. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, **39**, 793.
[3] Chaumont L. — *Ann. Physique*, 1915, **4**, 180.
[4] Rabinovitch J. — *Rev. Opt.*, 1939, **18**, 94.
[5] Servant R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1940, **211**, 641 et 780; *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 153 et 81 S; *Rev. Opt.*, 1951, **30**, 453.

SECTION MÉDITERRANÉE
(Montpellier)

SÉANCE DU 31 JANVIER 1953.

Présidence de M. le Professeur Ch. Bouhet.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Les propriétés diélectriques de la cellulose ;

par M. J. Granier.

(*) **2. — Moments dipolaires d'acides organiques déduits de mesures d'adsorption à la surface du mercure polarisé ;**

par M. R. Grand.

Quand la concentration d'une solution aqueuse d'acide varie, l'adsorption à l'interface varie.

Les grandeurs qui sont conditionnées par cette adsorption (tension interfaciale A, courant électrocapillaire i, etc.) évoluent avec le pH de la solution d'une manière particulière.

Dans tout le domaine exploré (pH 1 à 5), les courbes de variation présentent des singularités; il y a des « domaines privilégiés de concentration » [1].

D'un domaine à l'autre on peut, par un raisonnement thermodynamique, déduire des résultats expérimentaux $\left(\text{des pentes } \frac{dA}{d\,\text{pH}}\right)$ la charge électrique par centimètre carré d'interface.

Tout domaine est caractérisé par une valeur de cette densité de charge.

D'autre part, une analyse oscillographique de l'interface peut préciser la présence de l'oxygène dissous adsorbé [2].

Pour un pH égal à 3, l'interface est libéré de cet oxygène.

On est ainsi amené à préciser la constitution de l'interface à ce moment : on fait l'hypothèse qu'il y a alors adsorption préférentielle des radicaux acides, ce que l'on va justifier.

Si alors les radicaux sont jointifs à l'interface, connaissant la densité superficielle, l'excès superficiel en ions par centimètre carré, on peut calculer le moment dipolaire moyen de la couche qui, si l'hypothèse est exacte, doit être voisin de la valeur admise pour le moment dipolaire de l'acide considéré.

Ces résultats concordent avec ceux admis généralement.

[1] Bon F. — *Ann. Physique*, 1948, **3**, 680.
[2] Bon F. — *J. Physique Rad.*, [8], 1946, **7**, 37 S.

SECTION CENTRE-OUEST
(Poitiers)

SÉANCE DU 21 FÉVRIER 1953.

M. Cotte préside.

La Communication suivante a été présentée :

Sur un pyromètre optique à radiations de fluorescence. Applications à la mécanique des fluides;

par M. P. Thureau,

Professeur à l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique.

La fluorescence de certaines substances présente une nette sensibilité aux variations de température. Pour l'anthracène en particulier, l'intensité des bandes de courte longueur d'onde croît quand la température s'élève, au détriment de l'intensité des bandes de grande longueur d'onde. Pour la fluorescence verte de la willémite, on n'a qu'une seule bande dont l'allure se déforme pour un intervalle de température allant de 10 à 600° K.

L'emploi de photomultiplicateurs d'électrons permet de suivre directement les variations des intensités de deux bandes déterminées. Un étalonnage permet de repérer les températures en fonction d'un rapport d'intensité.

Réalisation du montage. — La surface à étudier est saupoudrée d'une mince couche de substance fluorescente et excitée par un faisceau de rayons ultraviolets.

Deux des bandes caractéristiques sont séparées et reçues chacune sur la surface sensible d'un photomultiplicateur d'électrons. Le rapport α des intensités des courants de sortie constitue le paramètre d'étalonnage. On a pu, par un choix convenable des bandes, obtenir un étalonnage linéaire sur une gamme de températures 0° à 60° C.

Si l'on pose alors

$$a = \frac{1}{\alpha(t_0)}\frac{d\alpha}{dt}$$

on obtient la constante d'étalonnage de la poudre.

Applications. — Ce procédé a trouvé deux applications relevant de la Mécanique des fluides.

1° *Mesure des températures de surface.* — Il est intéressant de pouvoir mesurer la température de surface d'un obstacle placé dans un écoulement à grande vitesse.

La mise en œuvre du procédé est des plus simple, puisqu'il suffit de déposer quelques traces de poudre à l'endroit considéré (on peut arriver à une finesse de grain de l'ordre de 1 μ).

2° *Mesure de la température statique d'un écoulement à grande vitesse.* — Par définition, cette température serait celle qu'indiquerait un thermomètre en suspension dans le fluide. Les sondes fixes ne donnent qu'une température d'arrêt (température de la couche limite qui se forme à la surface de la sonde). Il fallait donc réaliser un thermomètre conforme à la définition de la température statique. Les fines particules fluorescentes permettent de résoudre le problème. Elles sont entraînées avec une bonne fidélité par le fluide comme l'ont montré les divers travaux de visualisation.

Il suffit de les exciter par un rayonnement ultraviolet concentré sur le point choisi pour la mesure. L'analyse de la lumière de fluorescence permet de déterminer la température.

SECTION DE STRASBOURG

SÉANCE DU 16 JANVIER 1953.

M. Gorodetzky, Président sortant, prononce son allocution de départ et propose aux suffrages le nom de M. Pluvinage comme Président de la Section de Strasbourg. M. Pluvinage est élu à l'unanimité. Il est remplacé dans ses fonctions de Secrétaire par M. Cüer.

Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) **1. — Sur l'irréversibilité des transformations polymorphiques des ferromagnétiques;**

par MM. A.-J.-P. Meyer et P. Taglang.

Une transformation polymorphique d'un corps pur se fait à une température θ définie par l'égalité des potentiels thermodynamiques caractéristiques des deux phases stables de part et d'autre de cette température. Le potentiel thermodynamique de l'unité de masse d'un ferromagnétique d'aimantation σ s'écrit

$$g_m = \left(H - \frac{n\sigma^2}{2}\right) - \theta S + (pv - H\sigma), \qquad (1)$$

$n\sigma^2/2$ étant le terme d'énergie interne dû au champ moléculaire, $H\sigma$ le travail fourni par le champ agissant H. La température de transformation entre deux phases magnétiquement différentes 1 et 2 est alors fonction

1° d'un terme $\frac{n_1\sigma_1^2 - n_2\sigma_2^2}{2(S_2 - S_1)}$ caractérisant l'influence sur θ des champs moléculaires et contribuant à l'irréversibilité de la transformation;

2° d'un terme $\frac{H(\sigma_1 - \sigma_2)}{S_2 - S_1}$ provenant du travail du champ agissant. La variation de la température de transformation en fonction d'une variation de champ s'écrit

$$\Delta\theta = \frac{\theta}{L}\,\Delta H(\sigma_1 - \sigma_2), \qquad (2)$$

où L est la chaleur latente de la transformation.

Nous avons fait une vérification expérimentale de cette relation sur la transformation polymorphique du composé défini MnAs, pour laquelle C. Guillaud [1] a déjà signalé une sensibilité au champ extérieur. L'expérience fournit une variation de tem-

pérature de transformation de 3,3° C par 10 000 Oe en excellent accord avec celle de 3,35° C par 10 000 Oe calculée à partir de (2) et des valeurs de L, θ et σ.

En explicitant le terme $\frac{H(\sigma_1 - \sigma_2)}{S_2 - S_1}$ en fonction du champ extérieur et des champs démagnétisants de l'échantillon, on obtient

$$\frac{H_e(\sigma_1 - \sigma_2) - N(\sigma_1^2 - \sigma_2^2)}{S_2 - S_1}, \qquad (3)$$

expression de laquelle il ressort que l'importance de l'irréversibilité de la transformation dans un champ extérieur donné est liée à la forme de l'échantillon par l'intermédiaire du facteur N du champ démagnétisant, résultat confirmé par l'expérience.

[1] GUILLAUD (C.) — *Thèse*, Strasbourg, 1943.

2. — Calcul du spectre d'absorption de quelques colorants remarquables;

par MM. S. NIKITINE et S. G. EL KOMOSS.

On montre que le calcul des spectres des colorants

(I) $R-\overset{+}{N}\langle\bigcirc\rangle-CH=\langle\bigcirc\rangle N-R$

(II) $R-\overset{+}{N}\langle\bigcirc\rangle-CH=CH-CH=\langle\bigcirc\rangle N-R$

et des homologues supérieurs, en utilisant le modèle métallique tenant compte des ramifications, ne comporte en première approximation aucun paramètre inconnu [1]. La comparaison du calcul avec l'expérience présente donc un caractère crucial. En particulier, on peut espérer que cette comparaison donne des arguments définitifs en faveur de l'une des deux variantes du modèle métallique. Dans celle que nous avons suggérée, le gaz électronique comporte (M — 1) électrons, M étant le nombre d'atomes participant à la résonance métallique [2]; dans celle que suggère Kuhn le gaz électronique comporte (M + 1) électrons [3].

Les spectres ultraviolets des colorants en question ne sont pas connus. Pour les premières bandes dans le visible, on a

		Colorant I.	Colorant II.
Observé		$\lambda = 505$ mμ	603 mμ
Calculé	théorie à (M — 1) électr...	$\lambda = 525$	604
	théorie à (M + 1) électr...	$\lambda = 388$	476

L'accord surprenant avec la théorie à (M — 1) électrons apporte un argument peut-être définitif en faveur de cette théorie et contre la variante à (M + 1) électrons.

[1] NIKITINE S. et EL KOMOSS S. G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 62.
[2] NIKITINE S. et EL KOMOSS S. G. — *J. Chim. phys.*, 1950, **47**, 798.
[3] KUHN H. — *H. C. A.*, 1949, **32**, 2247.

INFORMATION

Enseignement de recherche destiné aux utilisateurs de radioéléments artificiels et naturels. — Cet enseignement organisé conjointement par le Centre National de la Recherche scientifique, le Commissariat à l'Énergie atomique et l'Institut National d'Hygiène, s'adresse à des chercheurs tant de laboratoires universitaires ou d'organismes d'État que de laboratoires industriels; il comporte un cycle de conférences et de travaux pratiques qui sont faits à l'Institut du Radium et à la Faculté de Pharmacie de Paris. Il comprend deux sections : *a.* Chimie, Chimie physique, applications industrielles diverses; *b.* Biologie, Médecine. Il y aura en 1953 deux sessions, du 27 mai au 3 juillet et du 23 octobre au 30 novembre.

Les demandes de renseignements ou d'admission doivent être adressées à M. GRINBERG, laboratoire du Fort de Châtillon, à Fontenay-aux-Roses.

NOTE

concernant les Communications à la Société française de Physique.

Les textes des Communications à publier au *Bulletin de la Société française de Physique* doivent être adressés à M. BLOTTIAU, Institut d'Optique, 3, boulevard Pasteur, Paris (15e). Il est rappelé que les manuscrits doivent être dactylographiés ou écrits très lisiblement. Les dessins doivent être fournis sur feuilles distinctes, les photographies en positif sur papier blanc brillant ou glacé, tirées à contraste moyen.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 143152 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1953.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 23 JANVIER 1953.

1. — Étude de la capture L sur le krypton 79;

par M. P. Radvanyi,

Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France.

Les expériences sur la capture d'électrons périphériques de la couche L sont assez difficiles, ce qui explique que les mesures faites jusqu'ici du rapport $\frac{\text{capture L}}{\text{capture K}}$ sont peu précises. Cela tient à la faible énergie du niveau L et au fait qu'il faut évaluer des intensités de raies d'énergies sensiblement différentes (L et K); de plus, les photons et électrons Auger L qui permettent de mettre en évidence la capture L suivent aussi bien la capture L que la capture K et une conversion interne éventuelle. Il est donc nécessaire dans l'interprétation des résultats expérimentaux de faire la part de ces divers phénomènes. Les méthodes expérimentales utilisées jusqu'ici sont [1] : le compteur proportionnel, utilisable pour les isotopes de nombre atomique Z peu élevé; le compteur à cristal à scintillations que l'on peut employer pour les Z élevés; enfin des méthodes indirectes, comme la mesure de la variation de période de ^{7}Be ou bien la détermination simultanée du nombre de captures K et du nombre total de désintégrations, dans le cas d'une transition $Z \rightarrow Z - 1$ se faisant uniquement par capture.

Dans le cas d'isotopes radioactifs gazeux, il est possible d'utiliser la chambre de Wilson avec un gaz et une pression convenables. Nous avons mesuré le rapport $\frac{\text{capture L}}{\text{capture K}}$ du krypton 79 avec une chambre de Wilson à pression variable [2]. Nous avons dénombré les électrons Auger K et les électrons Auger et photons L isolés, dans un volume défini de la zone éclairée de la chambre. Sur une série de photographies stéréoscopiques, nous avons trouvé 444 phénomènes du niveau K et 783 phénomènes du niveau L. Cela correspond à un rapport d'embranchement $\frac{\text{capture L}}{\text{capture K}} = 0,27 \pm 0,09$.

L'énergie disponible dans le cas de la désintégration de ^{79}Kr est connue, puisqu'il y a aussi émission β^+; on peut donc comparer théorie et expérience. Les calculs faits d'après la théorie [3] (les calculs sont assez compliqués mais reposent sur des principes relativement simples) donnent pour le krypton, dans le cas d'une transition permise : $\frac{\text{capture L}}{\text{capture K}} = 0,10$. On voit qu'il y a un désaccord sensible avec les résultats expérimentaux. En dehors des erreurs statistiques, les erreurs systématiques pourraient provenir de la valeur attribuée aux constantes utilisées, de la netteté comparée des trajectoires des électrons K et des électrons L, enfin d'erreurs d'interprétation des trajectoires; il ne semble pas cependant que ces erreurs soient suffisantes pour expliquer le désaccord observé.

Si l'on compare nos expériences à celles faites jusqu'ici sur d'autres isotopes, on constate que ce désaccord n'est pas incompatible avec les résultats obtenus; malheureusement dans la plupart des cas on ne connaît pas le bilan d'énergie; mais pour deux isotopes du neptunium (où ce bilan est à peu près connu), on a aussi trouvé des valeurs de $\frac{\text{capture L}}{\text{capture K}}$ très élevées.

Au point de vue de la théorie, dans le cas de ^{79}Kr, il semble bien s'agir d'une transition permise; une éventuelle participation de la capture L_{II} s'ajoutant à la capture L_I, et les approximations faites dans le calcul des fonctions d'onde ne semblent pas pouvoir modifier beaucoup les résultats théoriques.

Nous ne voyons donc pas encore une explication convenable du désaccord. Aussi allons-nous très prochainement effectuer une vérification des résultats obtenus pour ^{79}Kr, par une autre méthode expérimentale en utilisant un compteur proportionnel.

[1] Pour ^{37}A : Pontecorvo B., Kirkwood D. H. W. et Hanna G. C. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 982.
Pour ^{65}Zn : Townsend J. — Thèse à l'Université de Saint-Louis (Miss.), juin 1951.

Pour ^{113}Sn : THOMAS D. A., HAYNES S. K., BROYLES C. D. et THOMAS H. C. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 961 et 1953, **89**, 715.
Pour ^{125}I : FRIEDLANDER G. et ORR W. C. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 484.
Pour ^{185}Os : MILLER M. M. et WILKINSON R. G. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1050.
Pour ^{235}Np : JAMES R. A., GHIORSO A. et ORTH D. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 369.
Pour ^{236}Np : ORTH D. et O'KELLEY G. D. — *Phys. Rev.* 1951, **82**, 758.
[2] RADVANYI P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1275; **235**, 289 et 428.
[3] ROSE M. E. et JACKSON J. L. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1540.
BENOIST P. — Thèse de doctorat, Paris, novembre 1952.

2. — Effet de la structure nucléaire sur la formule statistique de Bethe-Weizsäcker,

par MM. R. BOUCHEZ, J. ROBERT et J. TOBAILEM,
Laboratoire Curie, Université de Paris.

1. Le modèle statistique nucléaire étant complètement inapplicable pour calculer l'énergie totale de liaison, Weizsäcker [1] a proposé en 1935 d'utiliser une méthode semi-empirique. On conserve la forme de l'énergie nucléaire donnée par la théorie statistique, et certaines constantes laissées arbitraires sont alors déduites à partir des données expérimentales. Toutefois, cette formule, développée par Bethe [2] en 1936, ne rend compte, d'une manière précise, ni de l'énergie totale de liaison des noyaux individuels, ni même de la variation de leur énergie.

Bohr et Wheeler, en 1939 [3], retenant seulement la forme parabolique en Z pour l'énergie des noyaux isobares, introduisirent les paramètres Z_A, B_A, δ_A dont la détermination empirique semblait permettre une prévision des énergies de liaison. Mais l'analyse détaillée des énergies de désintégration β par I. Curie [4] en 1945 montrait une variation souvent irrégulière de ces paramètres.

2. La structure en couches du noyau étant maintenant bien établie, on peut se demander leur influence sur la formule statistique précédente. Aten et Wapstra [5] à Amsterdam, envisagent une modification monotone de la loi parabolique au voisinage des courbes, tandis que Coryell [6] propose au contraire une modification discontinue. L'étude empirique que nous avons entreprise nous a amenés à adopter le point de vue de Coryell et à le développer de la manière suivante :

a. A impair. — Les discontinuités de l'énergie de liaison entraînent de brusques variations pour Z_A principalement et B_A (entre les discontinuités, Z_A varie linéairement). En outre, les noyaux N pair et Z pair se placent, en général, sur des paraboles parallèles et distantes de ε_A. Les variations entre les couches des paramètres Z_A, B_A et ε_A sont suffisamment régulières pour permettre une classification des noyaux et prévoir la variation de leur énergie de liaison à quelques centaines de kiloélectron-volts près. La diminution de l'énergie de liaison, très sensible pour les couches 20, 50, 82 et 126 et comprise entre 1,0 et 2,5 MeV, l'est beaucoup moins pour les ensembles de 28, 64 ou 100 nucléons (< 500 keV).

b. A pair. — Il n'existe pas de lois régulières pour δ_A; mais ce paramètre dépendant principalement de l'énergie de liaison d'une paire de nucléons en fonction de leur état de spin et d'espace, l'analyse détaillée permet de mettre en évidence l'influence du passage d'une couche par un nucléon, la formation d'un groupe α, etc.

En conclusion, la loi statistique de l'énergie de liaison, convenablement modifiée pour tenir compte de la structure nucléaire ne permet pas encore de calculer, dans tous les cas, avec certitude l'énergie de liaison, mais elle peut être très utile comme méthode d'analyse et de classification des noyaux.

[1] VON WEIZSÄCKER C. F. — *Z. Physik*, 1935, **96**, 431.
[2] BETHE H. A. et BACKER R. F. — *Rev. mod. Phys.*, 1936, **8**, 165.
[3] BOHR N. et WHEELER J. A. — *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 426.
[4] CURIE I. — *J. Physique*, 1945, **8**, 209.
[5] ATEN A. H. W. Jr. — *Science*, 1949, **110**, 260.
WAPSTRA A. H. — *Physica*, 1952, **18**, 83.
[6] CORYELL C. D., BRIGHTSEN R. A. et PAPPAS C. A. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 732 A.

(*) 3. — La spectrométrie α par la chambre d'ionisation à impulsion;

par MM. G. VALLADAS et L. COHEN,
Services des Constructions électriques et de Physique nucléaire du Commissariat à l'Énergie atomique (C. E. N. de Saclay).

La méthode de la chambre d'ionisation à impulsion est particulièrement indiquée pour l'étude des émetteurs α à vie longue. Elle permet, en effet, de travailler dans de grands angles solides, avantage que ne présente pas la spectrographie magnétique. Toutefois, le bruit de fond de l'amplificateur, entre autres causes, n'a pas généralement permis jusqu'à présent d'obtenir, sur la mesure de l'énergie d'un α, un écart standard inférieur à 25 keV environ. Le présent travail expérimental a pour but de montrer qu'il est possible de réduire ce dernier à 16 keV. Ce résultat a été obtenu avec une chambre d'ionisation travaillant en collection ionique [1] et un dispositif électronique « classique », mais particulièrement soigné.

DISPOSITIF ÉLECTRONIQUE. — Le préamplificateur était équipé du tube Mullard ME 1400. Pour éliminer les instabilités du gain et les ronflements liés au chauffage alternatif des filaments des tubes du préamplificateur et de l'amplificateur, nous avons eu recours à l'alimentation en série de tous les filaments à partir de la haute tension redressée et très bien stabilisée, destinée également à l'alimentation du reste de l'amplificateur [2].

Le sélecteur d'amplitude, à 20 canaux, était précédé d'un amplificateur à seuil ou « loupe » permettant l'étalement de la gamme d'amplitude à analyser. Un circuit compensé permettait une réduction importante des variations du seuil de la loupe dues aux variations de la tension alimentant les filaments [3].

Un circuit à temps mort, commandant le premier étage de la loupe, permettait l'élimination de toutes les impulsions qui se seraient superposées à la « queue » d'une impulsion précédente.

Enfin, un générateur d'impulsions, connecté à travers une capacité bien définie à l'entrée du préamplificateur, permettait l'étalonnage et les tests de linéarité de l'ensemble de l'appareillage.

Avec ce dispositif, la dérive de l'amplitude moyenne des impulsions analysées provenant d'une source α disposée dans la chambre pouvait rester inférieure à 1 pour 1000 pendant plusieurs heures.

RÉSULTATS OBTENUS. — 1. Dans les conditions énumérées ci-dessous, l'écart standard de la distribution des impulsions analysées provenant d'une source de ^{239}Pu, était égal à 16 ± 0,5 keV.

Conditions expérimentales : source, ^{239}Pu (préparée par la méthode du tétraéthylèneglycol); angle solide, 2π; temps de collection des ions $\simeq$ 0,7 ms; constante de temps de dérivation et d'intégration dans l'amplificateur, 3 ms [4]; temps mort imposé à la loupe, 0,8 s.

Les différentes causes d'étalement de la raie sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Effet.	β (kV).	Observations.
Effet total	$\beta_t = 16 \pm 0,5$	$\beta_t = \sqrt{\beta_b^2 + \beta_f^2 + \beta_g^2 + \beta_s^2}$
Bruit de fond de l'amplificateur	$\beta_b = 12$	Expérimental
Fluctuations du nombre d'ions $\left(\beta = E\sqrt{\frac{F}{n}}\right)$	$\beta_f = 8$	Calculé d'après FANO (*Phys. Rev.*, 1947, **72**, 26)
Variation du gain avec l'angle d'émission de la particule α	$\beta_g = 4$	Estimé
Effet d'épaisseur de la source et autres causes	$\beta_s = 6$	—

2. *Application à l'ionium.* Nous avons pu déterminer, en utilisant un canaliseur, l'intensité de la raie α_1 de structure fine (*fig.* 1). L'intensité trouvée,

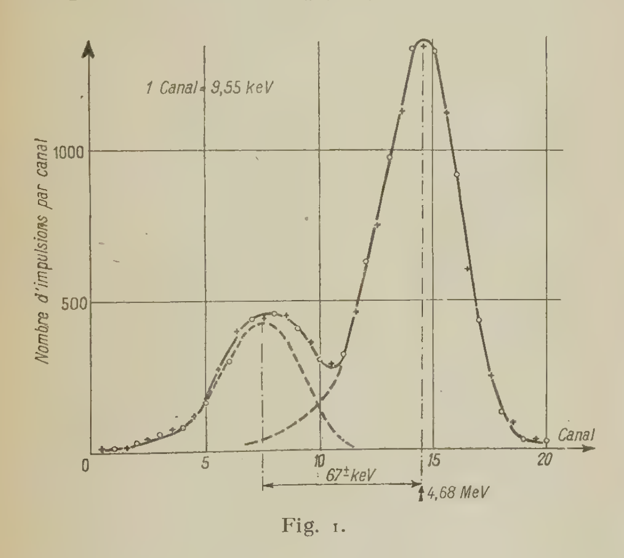


Fig. 1.

24,5 ± 2 pour 100 (pour 75,5 pour 100 à α_0) et la différence d'énergie avec α_0, 67 ± 3 keV, sont en bon accord avec les résultats publiés par S. Rosenblum et al. [5].

[1] NAGGIAR V. et CONJEAUD M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 499.

[2] CRANSHAW T. E. et HARVEY J. A. — *Can. J. Res.* [A], 1948, **26**, 243.

[3] COOKE-YARBOROUGH E. H. et *al.* — *P. I. E. E.*, 1950, **97**, Part. III, 108.

[4] CAILLAT R., LALLEMANT C. et VALLADAS G. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 74.

[5] ROSENBLUM S., VALADARES M. et Mlle VIAL J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **227**, 1088.

SÉANCE DU 27 MARS 1953.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Estimation de la masse des particules chargées qui s'arrêtent dans l'émulsion photographique ;

par Mme J. JOUVIN.

Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique.

Nous proposons ici une méthode d'estimation de la masse des particules chargées qui s'arrêtent dans l'émulsion photographique, et de la précision du résultat; ces calculs sont particulièrement intéressants dans l'étude de la distribution de masse des mésons lourds récemment découverts dans les plaques : les mésons K.

Les particules chargées qui traversent l'émulsion photographique subissent une diffusion multiple due au champ coulombien des noyaux de l'émulsion.

Les mesures de diffusion ont pour but l'estimation de l'écart quadratique moyen σ de la déviation de la tangente le long de la trajectoire par rapport à la direction initiale. Mais diverses causes d'erreurs (distinction entre la trajectoire et la trace laissée par la particule, taille finie des grains de l'émulsion, appareil, observateur) créent une « diffusion parasite » qu'il faut éliminer par des méthodes statistiques afin de donner une mesure précise de l'erreur.

Le calcul d'une telle élimination et de la précision a été fait pour les particules rapides, dont l'énergie (donc σ) ne varie pratiquement pas le long de la trace, par la méthode de la flèche (mesure des ordonnées successives de la trace à intervalles réguliers qu'on appelle cellules) [1, 2, 3].

Pour les particules lentes, au contraire, le ralentissement est appréciable le long de la trajectoire; compte tenu de la relation parcours-énergie, les mesures de diffusion dans ce cas permettent d'estimer la masse de telles particules.

Dans le cas de ces particules qui s'arrêtent dans l'émulsion, nous avons étudié une méthode de calcul analogue à celle que nous venons de citer, pour l'élimination statistique de la diffusion parasite, et nous en déterminons la précision.

La discussion de la précision conduit aux conclusions suivantes :

1° on peut adopter une « cellule optimum de mesure» croissant avec la masse de la particule, avec la diffusion d'erreur et fonction aussi de la « fraction » de la trace mesurée avec cette cellule constante;

2° on peut mesurer en utilisant la même cellule 80/100e de la trace avec une bonne homogénéité, mais on gagne de la précision en fractionnant les traces longues en plusieurs tronçons sur lesquels la mesure est faite avec la cellule optimum correspondante;

3° l'étude du choix d'un « intervalle de confiance » à $p/100$, c'est-à-dire d'un intervalle de masse qui contienne avec la probabilité $p/100$ la masse de la particule, conduit à l'étude de la distribution de probabilité de l'estimation ainsi proposée de la masse.

[1] Molière G. — *Zeits. Naturfors.*, 1947, **2***a*, 133; 1948, **3**, 78; et travail non publié.
[2] Moyal J. E.. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 1058.
[3] d'Espagnat B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 800.

(*) 2. — Dissociation des étoiles de filiation radioactive et diffusion des gaz rares dans les émulsions nucléaires;

par MM. L. Vigneron,
R. Chastel et Mme J. Genin,

Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France.

Dans une émulsion nucléaire, le recul du noyau résiduel, au moment de l'émission d'un rayon α, est de l'ordre de 0,1 μ et est, par conséquent, indécelable à l'observation. A cela correspond le fait qu'on observe souvent des « étoiles » où plusieurs traces de rayons α, dues aux désintégrations successives d'une même filiation, semblent partir d'un même centre bien qu'il se soit parfois écoulé plusieurs jours entre les instants d'émission des rayons α d'une même étoile.

Posons-nous le problème suivant :

Au temps zéro, un corps radioactif, chimiquement purifié de ses parents et de ses dérivés, est inclus, par immersion puis séchage, dans une émulsion. On laisse l'« action radioactive » se poursuivre pendant un temps t; la plaque est alors révélée et fixée. Quels sont les pourcentages de traces isolées, d'étoiles à 2, 3, 4, 5 branches qu'on peut s'attendre à observer ?

Si nous supposons qu'un atome provenant lui-même d'une désintégration α n'est pas susceptible de diffuser dans l'émulsion avant de se désintégrer à son tour, les périodes étant connues, un calcul mathématique très simple permet de résoudre le problème posé.

Dans le cas du radium, au bout de 7,8 jours, pour 100 phénomènes totaux, le calcul donne

Phénomènes totaux	100
Traces isolées	53,0
Etoiles à deux branches	0
» trois »	$\leqslant 1$
» quatre »	47,0

Or, dans une plaque C2 dont l'émulsion avait 100 μ d'épaisseur, nous avons observé

Phénomènes totaux	7 298,	soit 100	pour 100
Traces isolées	5 742	» 78	»
Étoiles à deux branches	6	» 0	»
» trois »	5	» 0	»
» quatre »	1 545	» 21,2	»

Les six étoiles à deux branches observées peuvent, soit s'être produites quand la plaque est humide, pendant l'imprégnation ou le début du développement, temps pendant lesquels une migration des ions n'a rien pour surprendre, soit correspondre à des traces isolées ayant subi un choc. Leur présence en si faible proportion n'est pas significative; on peut les compter pour zéro.

L'absence d'étoiles à deux branches, le nombre très faible d'étoiles à trois branches, sont une preuve qu'aucune diffusion n'intervient pour le polonium (RaA, période 3,05 mn), le plomb (RaB, période 26,8 mn), le bismuth (RaC, période 19,7 mn), une fois que ceux-ci sont formés dans l'émulsion.

Ceci est confirmé par une statistique des longueurs des traces horizontales : toutes les traces isolées appartiennent au radium, les traces associées en étoiles appartiennent, en proportions égales, au radium, au radon, au radium A et au radium C'.

On doit, par contre, constater qu'il y a un important déficit d'étoiles à quatre branches, puisqu'elles constituent 21,2 pour 100 des phénomènes totaux, au lieu des 47,0 pour 100 escomptés.

Interprétation du déficit d'étoiles à quatre branches. — Pour interpréter ce déficit, nous supposons *qu'une certaine proportion des atomes de radon formés est susceptible de diffuser et de quitter la plaque.* Comme le radon a une période de 3,82 jours, il ne faut pas s'étonner que ces atomes aient traversé 100 μ d'émulsion avant d'avoir eu le temps de se désintégrer, ce qui explique qu'on n'observe pas d'étoiles à trois branches pour compenser le déficit des étoiles à quatre branches.

Le radon étant un gaz rare, chimiquement inerte, peut diffuser dans la gélatine tandis que les autres atomes ne diffusent pas, parce qu'ils se trouvent captés par des liaisons chimiques.

Mais, comme toutes les étoiles à quatre branches n'ont pas disparu, nous sommes conduits à affirmer que les atomes de radon, nés par mort du radium dans la plaque, *appartiennent à deux classes essentiellement distinctes* :

1° ou bien l'atome de radon, en reculant, s'arrête dans un cristal d'halogénure d'argent; dans ce cas, il va rester prisonnier du réseau cristallin et, s'il se désintègre, il va se former une étoile à quatre branches;

2° ou bien l'atome de radon, en reculant, s'arrête dans la gélatine interstitielle; dans ce cas, il a la liberté de diffuser, il sort de la plaque. Dans un tel cas, on observe seulement la trace isolée de la particule α de désintégration du radium.

Calcul de la proportion de radon « fixé ». — Les atomes de radon « fixés » correspondent aux étoiles à quatre branches, les atomes de radon « libres » correspondent à des traces isolées. D'autres traces isolées correspondent aux atomes de radium qui sont morts sans que leur mort ait été encore suivie de celle du radon.

On a donc, aux fluctuations statistiques près,

$$\frac{\text{radon fixé}}{\text{radon total}} = \frac{21,2 \text{ pour } 100}{47,0 \text{ pour } 100} = 0,44.$$

Avec une statistique plus pauvre, faite dans une plaque G5, portant sur une expérience de 13 jours, nous avons trouvé que la proportion (radon fixé/radon total) est seulement 0,38. Il n'est pas absolument sûr que la différence avec 0,44 soit significative. Nous remarquons que, si les plaques G5 et C2 ont la même composition globale, les grains de la plaque G5 sont plus gros; et les espaces interstitiels aussi; il est assez normal, dans ces conditions, que l'atome de recul, dans le cas de la plaque G5, ait plus de chances de s'arrêter dans la gélatine et moins de chances de se fixer dans le bromure.

Existence du radon « fixé ». — Pour confirmer cette existence, une plaque a été imprégnée de radium, abandonnée plusieurs jours pour qu'il s'y forme du radon, puis lavée plusieurs heures afin d'enlever le radium et ses dérivés présents dans la gélatine. La décroissance du dépôt actif à vie courte ou sa croissance jusqu'à équilibre avec le radon se réalisent en 2 à 3 h; la plaque est ensuite placée devant un compteur sensible seulement aux particules α [1]. Une décroissance a été observée, compatible avec la période du radon, bien que, dans l'état actuel de nos mesures, nous ne puissions affirmer à coup sûr qu'une petite partie des atomes de radon inclus dans les grains n'arrive pas à s'en échapper.

Examen de plaques au Th X. — Le ThX est un isotope du radium; le thoron, isotope du radon, a une période beaucoup plus courte, 54,5 s, l'atome de thoron diffusera donc beaucoup moins loin que celui de radon avant de mourir. Il y a lieu d'espérer la présence d'étoiles à trois branches, correspondant à la partie « libre » des atomes de thoron, et même, dans une plaque où les phénomènes sont suffisamment rares, on doit constater que les étoiles à trois branches se trouvent toujours à proximité d'une trace isolée.

C'est effectivement ce que nous avons constaté. Dans une plaque de ThX, développée au bout d'une semaine, nous avons observé, en quantités à peu près équivalentes, des étoiles à quatre branches et des étoiles « dissociées » (étoile à trois branches associée à une trace). Nous n'avons pratiquement pas observé de traces isolées « vraies », ni d'étoiles à trois branches non associées à une trace.

L'étude statistique de la distance entre la trace de la particule α de ThX et l'étoile à trois branches associée, ou, dans le cas de RTh, la même statistique entre étoiles à deux branches (RTh + ThX) et à trois branches (Tn, ThA, ThC ou ThC') associées permettra d'étudier la diffusion du gaz rare dans l'émulsion. A condition de tenir compte du volume occupé par les grains de bromure d'argent, il sera possible d'en déduire le coefficient de diffusion dans la gélatine pure.

Importance de la « dissociation » des étoiles. — De tels phénomènes ont déjà été observés [2, 3, 4], mais nous pensons être les premiers à interpréter pourquoi certaines étoiles ne sont pas du tout dissociées quand d'autres le sont.

Seuls les gaz rares diffusent dans les émulsions sèches; le phénomène a lieu même quand on enferme la plaque dans une atmosphère desséchée par KOH. Des étoiles à cinq branches peuvent être dissociées en 2 br. + 3 br., des étoiles à quatre branches peuvent être dissociées en 1 br. + 3 br. Si le gaz rare s'échappe de l'émulsion, la composante à trois branches peut manquer.

On ne saurait négliger la dissociation quand on utilise la plaque pour doser la radioactivité dans les minéraux ou roches, préalablement dissous dans un réactif.

La gélatine qui sert à préparer des émulsions contient toujours de très faibles traces de thorium et de ses dérivés. On ne doit pas considérer comme inattendue la présence d'étoiles à deux branches ou à trois branches; il faut se garder de les interpréter trop vite comme des désintégrations dues au rayonnement cosmique.

[1] Savel P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 2596.
[2] Taylor H. J. et Dabholkar V. D. — *Proc. Indian Acad. Sc.*, 1936, *A3*, 265.
[3] Demers P. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 536.
[4] Eichholz G. G. et Flack F. C. — *J. Chem. Phys.*, 1951, **19**, 363.

(*) 3. — La désintégration du ^{65}Zn et les transitions interdites d'ordre $\Delta L = 2$;

par MM. R. Bouchez, P. Hubert, N. Perrin et M. Sakaï,

Institut du Radium, Université de Paris;
Laboratoire de Synthèse atomique du C.N.R.S.

Introduction. — Certaines transitions β interdites du second ordre sont convenablement interprétées, au point de vue de leur probabilité de désintégration sur la base des règles de sélection du moment angulaire L. C'est le cas, par exemple pour ^{14}C, ^{32}P, ^{65}Zn, ... avec un changement $\Delta L = 2$, $\Delta J = 1$ [1]. Dans ce cas, la forme du spectre β devrait s'écarter légèrement de la forme permise; toutefois Pursey [2] et Nataf et Bouchez [1, 3] indépendamment ont été amenés à suggérer qu'une faible proportion de transitions $\Delta L = 0$ suffirait à diminuer notablement cet écart; ainsi, dans le cas de ^{32}P, il suffirait que la proportion de transitions $\Delta L = 0$ soit de l'ordre de 5.10^{-3}.

Pour la transition β^+ du ^{65}Zn que la valeur du produit f_0t et l'étude de la structure nucléaire ont conduit

à classer comme interdite d'ordre L, l'écart entre la forme de spectre prévue pour $\Delta L = 2$ et $\Delta L = 0$ est trop faible pour être mis facilement en évidence; par contre, la valeur du rapport β^+/K qui varie sensiblement d'un facteur 2 constitue un moyen d'investigation plus sensible. Toutefois, les différents résultats expérimentaux publiés jusqu'à présent sont loin d'être concordants et nous avons cherché à préciser les caractéristiques des rayonnements émis par ce corps.

L'étude expérimentale a été effectuée au moyen d'un spectromètre à rayons β à lentille magnétique [4] au laboratoire de synthèse atomique du C.N.R.S.

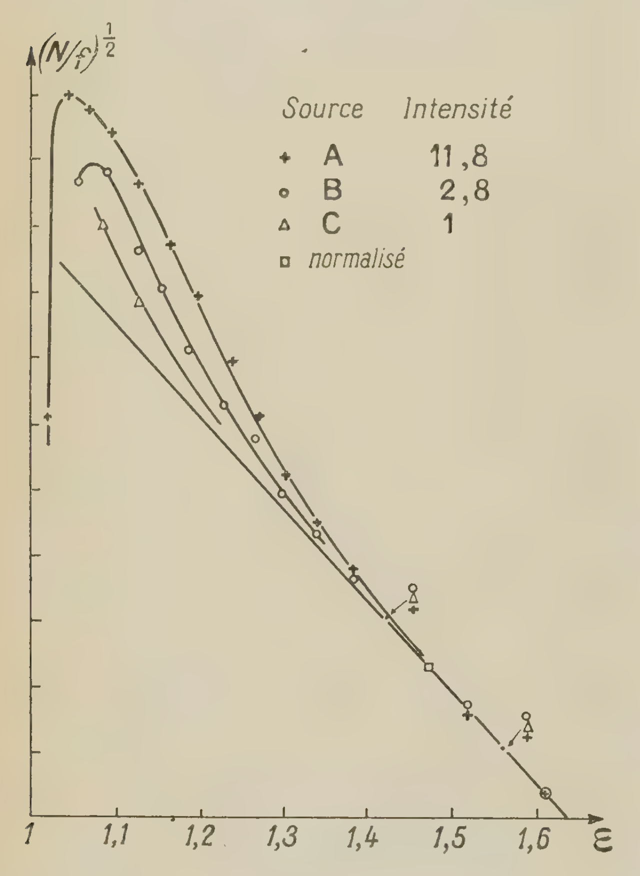


Fig. 1. — Diagramme de Kurie du ^{65}Zn.

et d'un spectromètre γ à scintillations [5] au laboratoire Curie. La source utilisée provenait du synchrocyclotron Philips d'Amsterdam ^{65}Cu (d, $2n$) ^{65}Zn, elle a été séparée par chromatographie sur papier par M. Lederer.

RÉSULTATS. — Les résultats obtenus sont les suivants :

a. Rayonnement γ. — Le rayonnement γ d'environ 200 keV signalé par plusieurs auteurs n'a pu être observé, ce qui donne une limite supérieure d'intensité d'environ 10^{-3} (compteurs à scintillation) et de 3.10^{-4} (spectromètre magnétique). Le coefficent total de conversion interne du rayonnement γ de 1,114 MeV, a été trouvé égal à

$$\alpha = (1,8 \pm 0,2).10^{-4},$$

indiquant une transition E_2 ou M_1.

La diminution du coefficient de conversion qui aurait pu se produire si l'émission γ avait été plus rapide que le réarrangement du cortège ne semble pas se manifester.

b. Spectre β^+. — Le spectre β^+ (*fig.* 1) étudié avec trois sources de masse superficielle décroissante dans le rapport 12/3/1 présente une forme qui se rapproche de plus en plus de la forme permise.

c. Rapport $N\gamma/N\beta^+$. — 1° La comparaison du rayonnement d'annihilation et du rayonnement de 1,11 MeV par l'intermédiaire de ^{22}Na a donné $\gamma/\beta^+ = 29 \pm 5$ au spectromètre magnétique et 31 ± 5 au compteur à scintillations.

2° La comparaison de la raie de conversion et du spectre β^+ au spectromètre magnétique, a donné, compte tenu de la valeur trouvée pour α,

$$\frac{\gamma}{\beta^+} = 24 \pm 4.$$

CONCLUSION. — En admettant que la proportion des transitions allant à l'état fondamental soit de 55 pour 100 [6], on peut conclure que

$$\frac{C_K}{\beta^+} = 34 \pm 7$$

(en ne tenant pas compte de la capture L); alors que la théorie prévoit la valeur 18 pour $\Delta L = 2$ et 31 pour $\Delta L = 0$. Il semble donc que la situation soit analogue à celle de ^{32}P et que la proportion de $\Delta L = 0$ soit suffisante pour imposer son caractère à la transition.

[1] BOUCHEZ R. — *Thèse*, Paris, 1950; NATAF R. — *Thèse*, Paris, 1951.
[2] PURSEY D. L. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1193; *Proc. Phys. Soc.*, 1951, *A* **64**, 1138.
[3] NATAF R. et BOUCHEZ R. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14** (à paraître).
BOUCHEZ R. — Conf. Amsterdam, *Physica*, déc. 1952.
[4] SAKAÏ M. et HUBERT P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1249.
[5] PERRIN N. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 273.
[6] MAJOR J. K. — *Thèse*, Paris, 1951.

SECTION SUD-OUEST
(Bordeaux).

SÉANCE DU 19 FÉVRIER 1953.

La Communication suivante a été présentée :

Étude magnétique des dispersions ;

par M. A. Pacault,
Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Le lecteur est prié de se reporter à un article de l'auteur paru au *Journal de Chimie physique*, 1952, **19**, n° 10, 585.

SÉANCE DU 19 MARS 1953.

(*) **1. — Contribution de l'optique à l'étude de l'anisotropie magnétique ;**

par M. R. Servant,

Il semble intéressant, au moment où les études théoriques sur l'anisotropie magnétique prennent une grande extension, de résumer brièvement ici les renseignements que peut apporter la polarimétrie.

1. *Étude des liquides diamagnétiques.* — Cotton et Mouton ont découvert la biréfringence magnétique des liquides [1] et l'ont attribuée aussitôt à une anisotropie diamagnétique des molécules qui s'orientent (partiellement) dans le champ. Langevin [2] a donné une théorie complète du phénomène et fourni l'expression de la constante de Cotton-Mouton

$$\mathcal{C} = \frac{(n^2-1)(n^2+2)}{10\lambda kT\mathrm{N}n}\varkappa\,\delta\delta',$$

où

$$\delta = \frac{A-B}{A+2B} \qquad \text{et} \qquad \delta' = \frac{A'-B'}{A'+2B'}$$

représentent les anisotropies optique et magnétique, λ la longueur d'onde, k la constante de Boltzmann, T la température absolue, N le nombre de molécules par centimètre cube, n l'indice de réfraction, $\varkappa$ la susceptibilité magnétique.

Cette formule permet, connaissant $\mathcal{C}$, de calculer δ' si l'on connait δ. C'est ainsi qu'en calculant δ à partir de la constante de Kerr, *Langevin a pu calculer pour la première fois l'anisotropie magnétique du benzène*, $\delta' = 0{,}25$.

Depuis, de nombreux physiciens ont fait des calculs analogues sur différents liquides en évaluant δ à partir du facteur de dépolarisation ρ de la lumière. Raman et Krishnan [3] ont ouvert la voie en trouvant pour le benzène

$$\frac{A'}{B'} = 2{,}1.$$

Chinchalkar [4] a calculé pour un grand nombre de substances le rapport $\frac{A'}{\theta'}$ où $\theta' = \frac{A'+2B'}{3}$.

Ainsi, il a trouvé pour le benzène

$$\frac{A'}{\theta'} = 1{,}565.$$

J'ai eu moi-même l'occasion de proposer une formule simple de dispersion [5] pour l'effet Cotton-Mouton

$$\mathcal{C} = \frac{c\lambda}{\lambda^2-\lambda_1^2}.$$

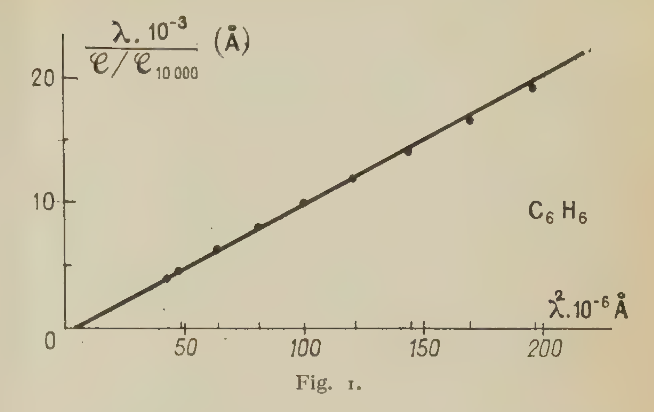


Fig. 1.

Son coefficient c est calculable et permet de déduire δ'. Je donnerai comme exemple celui du benzène. D'après les mesures de Davis [6] et avec la méthode du graphique rectiligne (*fig.* 1) que j'ai préconisée, on trouve

$$\mathcal{C} = \frac{31.10^{-18}\lambda}{\lambda^2 - 3.10^{-10}} \quad \text{u. é. m. C. G. S.}$$

Je passe sur l'interprétation de λ_1^2, pourtant importante ici, puisqu'elle conduirait à admettre que la biréfringence relève d'un modèle moléculaire correspondant — suivant nos notations (*loc. cit.*) — sinon au « cas A », du moins à un cas intermédiaire entre les « cas A et B ». Et j'en viens à l'interprétation de c : comme ici ($\alpha \simeq 0{,}28$) on a (*loc. cit.*)

$$c = 3{,}3\,\frac{\chi M}{10\mathcal{R}T}\,\delta\delta'$$

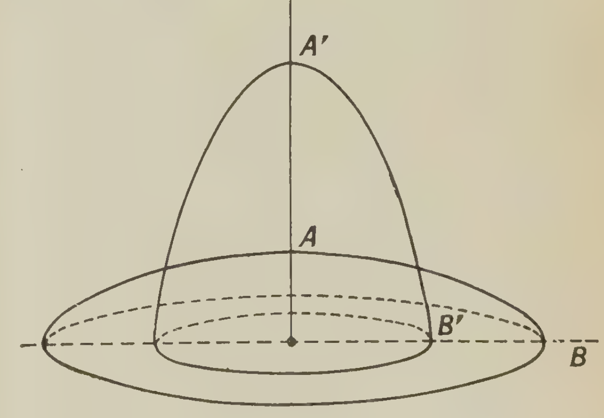


Fig. 2.

(où χ est le coefficient d'aimantation, $\mathcal{R}$ la constante des gaz parfaits), on en déduit facilement

$$\delta\delta' = -37.10^{-3}.$$

Les ellipsoïdes optique et magnétique sont donc croisés (*fig.* 2).

Admettant la valeur

$$\delta = -\sqrt{22,5.10^{-3}},$$

on en déduit

$$\delta' = 0,25.$$

On en tire encore

$$\frac{A'}{B'} = 2, \qquad \frac{A'}{C'} = 1,5$$

et par mole

$$\Delta K = \frac{M}{d} \mathrm{N}(A' - B') = K_{\perp} - K_{\parallel} \# 50.10^{-6}.$$

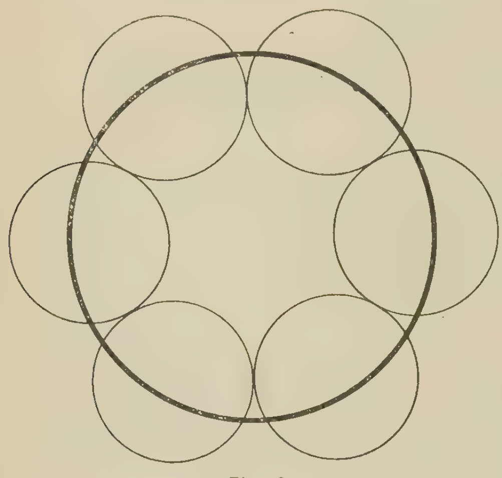


Fig. 3.

C'est là un nombre voisin du nombre théorique 60.10^{-6} trouvé par Lonsdale [7] en admettant que, pour le benzène (*fig.* 3), la différence des susceptibilités molaires suivant l'axe et la direction transverse provient du fait que les six électrons π ne peuvent subir la précession de Larmor que dans la direction axiale. Ce nombre ΔK peut être utilisé pour calculer [8] la susceptibilité moyenne.

2. *Étude des dispersions diamagnétiques.* — On sait que l'étude optique des colloïdes (effet Majorana)

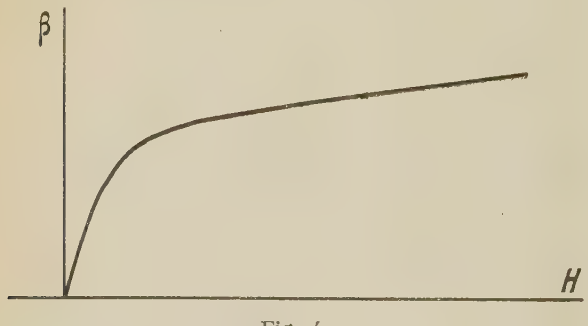


Fig. 4.

a précédé celle des liquides purs. Les effets d'orientation sont bien plus grands, étant donné la grosseur des particules et le ralentissement du mouvement brownien. Pour nous en tenir aux suspensions diamagnétiques, disons qu'elles ont été étudiées depuis les suspensions cristallines ou liqueurs mixtes de Meslin, présentant surtout (Meslin, Chaudier) le dichroïsme magnétique et la rotation bimagnétique, jusqu'aux suspensions extrêmement fines de cristaux naissants, de l'ordre du micron [9], présentant surtout le phénomène de biréfringence magnétique. On a trouvé [9], [10] pour un grand nombre de ces dispersions le phénomène de saturation magnétique (*fig.* 4).

Je pense que l'interprétation des courbes obtenues mériterait d'être reprise. En effet, on se préoccupe maintenant [11] de transposer aux colloïdes la formule de Langevin [2] donnant l'aimantation

$$\varkappa = \mathrm{N}[A' - (A' - B')J]$$

et de trouver la loi d'aimantation des dispersions en fonction de H et T. Langevin avait donné l'expression générale de J et remarqué que J varie de $2/3$ (pour $H = 0$) à 0 (pour H infini) en passant par la valeur

$$\frac{2}{3}\left(1 - \frac{2\mu}{15}\right), \qquad \text{où} \quad \mu = \frac{(A' - B')H^2}{2kT}$$

pour les champs faibles. Mais il n'avait pas fait le calcul complet de J, l'effet d'orientation sur $\varkappa$ étant négligeable pour les liquides purs. Le calcul, au contraire, reprend tout son intérêt pour les dispersions.

Je pense que la biréfringence magnétique étant proportionnelle à $(1 - 1,5J)$, *on aurait par les courbes telles que celle de la figure* 4, *un moyen direct de déterminer comment J varie en fonction de H^2.* D'intéressantes confrontations pourraient être faites, par exemple avec les tables $\overline{\Psi(u)}/u^2$ de Pacault (*loc. cit.*).

[1] Cotton A. et Mouton H. — *Ann. Chim. Phys.*, 1910, **19**, 153; 1910, **20**, 194.
[2] Langevin P. — *Le Radium*, 1910, **7**, 249.
[3] Raman C. V. et Krishnan K. S. — *Proc. Roy. Soc.*, 1927, *A* **113**, 511.
[4] Chinchalkar S. W. — *Ind. J. Physics*, 1932, **6**, 563.
[5] Servant R. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 153; *Rev. Opt.*, 1951, **30**, 453.
[6] Davis F. J. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, 488.
[7] Lonsdale K. — *Proc. Roy. Soc.*, 1937, A **159**, 149.
[8] Pacault A. — Colloque International Polarisation de la matière, *Bull. Soc. Chim. de France*, 1949, D 371.
[9] Cotton A. et Mouton H. — *Ann. Chim. Phys.*, 1907, **11**, 199.
[10] Procopiu S. — *Ann. Phys.*, 1924, **1**, 23.
[11] Pacault A. — *J. Chim. Phys.*, 1952, **49**, 585.

(*) **2. — Utilisation d'excentriques pour la réalisation mécanique de faibles déplacements ;**

par M. R. Sardos,
Licencié ès Sciences.

A propos d'une recherche d'Optique, j'ai été amené à résoudre mécaniquement le problème suivant : étant donné un objet (par exemple un compensateur de Babinet), amener un point de cet objet en une position déterminée tout en maintenant l'objet dans son orientation initiale (par exemple, l'axe du compensateur à 45° d'une direction fixe).

J'ai résolu ce problème économiquement en uti-

lisant la rotation de divers disques excentrés les uns par rapport aux autres. On obtient des systèmes permettant de réaliser avec précision toute translation ou rotation que l'on veut. Les systèmes excentrés permettent des déplacements comparables, par leur petitesse, à ceux des vis micrométriques mais différents par le fait que ces déplacements sont proportionnels à l'excentration des disques. Cette excentration est fixée par construction.

L'idée d'utiliser, pour réaliser des déplacements, un système de deux disques excentrés est classique mais, avec ces deux disques, une translation telle que celle envisagée plus haut est irréalisable.

J'ai donc été conduit à construire (au laboratoire de M. le Professeur Servant) un support comportant un troisième disque. Ce système permet d'obtenir des déplacements à la fois précis et mesurables.

Premier dispositif. — Principe : soit C_1 le premier disque (*fig.* 1), dont le centre O_1 est fixe, C_2 le deuxième

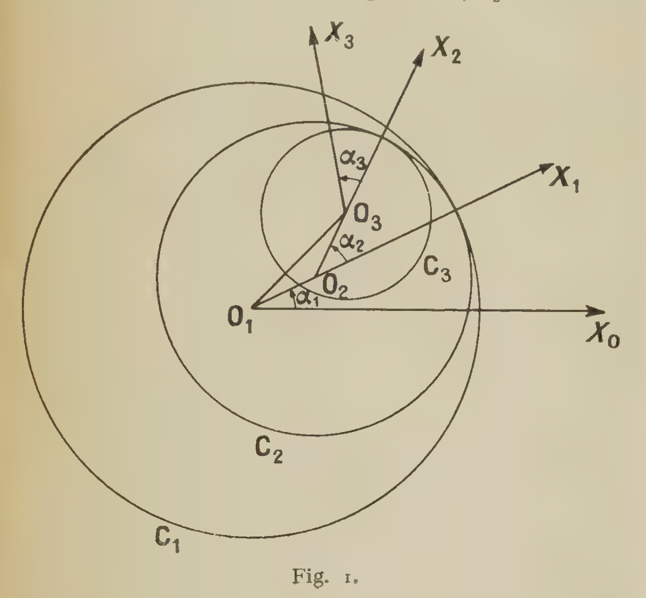


Fig. 1.

disque dont le centre O_2 est fixé sur C_1, avec $O_1 O_2 = r$; enfin C_3 le troisième disque dont le centre O_3 est fixé sur C_2 avec $O_2 O_3 = r$.

Si l'on désigne par $O_1 X_0$ un axe fixe du plan, par $O_1 X_1$ un axe lié à C_1, la position de C_1 sera complètement définie par l'angle $(O_1X_0,\ O_1 X_1) = \alpha_1$. Nous prendrons pour $O_1 X_1$ l'axe qui joint $O_1 O_2$.

Si $O_2 X_2$ désigne un axe lié à C_2, la position de C_2 sera définie par $(O_2X_1,\ O_2X_2) = \alpha_2$. Nous choisirons pour O_2X_2 l'axe qui porte $O_2 O_3$.

La position de C_3 sera définie par

$$(O_3X_2,\ O_3X_3) = \alpha_3,$$

si $O_3 X_3$ désigne un axe lié à C_3.

La position géométrique du système est connue par la donnée simultanée de ces trois angles qui sont mesurés par des graduations convenablement disposées. Au disque C_3 est lié l'objet à déplacer.

Mouvements simples. — 1° Si nous voulons que l'objet fixé sur C_3 effectue une rotation autour de O_1, il suffit de laisser α_2 et α_3 constants. Seul α_1 varie. Cette rotation est mesurable.

2° Le système permet également de réaliser toute translation désirée. Le calcul montre que deux translations sont remarquables :

a. O_3 décrit un cercle de centre O_1 quand les variations de α_1 et α_3 sont égales et de signes contraires, α_2 restant constant. Cette translation est mesurable car

$$O_1 O_3 = 2 r \cos \frac{\alpha_2}{2}.$$

b. O_3 se déplacera sur O_1 O_3 (le mouvement de l'objet est une translation radiale) quand la rotation de C_2 sera en sens inverse de celles de C_1 et C_3 et d'un angle double en valeur absolue,

$$\Delta\alpha_1 = \frac{\Delta\alpha_2}{2} = \Delta\alpha_3.$$

La mesure de cette translation revient à la mesure du déplacement de O_3

$$O_1 O_3 = 2 r \cos \frac{\alpha_2}{2},$$

d'où

$$\Delta(O_1 O_3) = 2 r \Delta\left(\cos \frac{\alpha_2}{2}\right). \qquad (1)$$

On peut obtenir dans un cercle limite de rayon $2r$ centré en O_1 tous les déplacements possibles dans le plan et ceci d'une manière mesurable. On peut amener l'objet dans une position fixée en lui conservant son orientation.

Une rotation $\Delta\alpha_2$ produit une translation $\Delta(O_1O_3)$. Désignons par déplacement spécifique δ le rapport $\Delta(O_1O_3)/\Delta\alpha_2$. L'équation (1) montre que δ est proportionnel à r. Nous rechercherons les valeurs de δ petites.

Position de O_3....	$-2r$	O_1				$+2r$
Valeurs de α_2.....	360°	180°	170°	90°	10°	0°
δ (en μ/minute)...	↗	↘	1,45	1,08	0,1	

Les valeurs de δ marquées correspondent à $r = 5$ mm Le déplacement total de O_3 peut alors atteindre $4r = 2$ cm.

Deuxième dispositif. — J'ai étudié aussi un deuxième système donnant, au contraire, au centre une très faible valeur de δ.

Ajoutons au système précédent un quatrième disque C_4 de centre O_4 fixé sur C_3 (sur O_3X_3) de telle sorte que nous ayons

$$O_1 O_2 = 2R \quad \text{et} \quad O_2 O_3 = O_3 O_4 = R$$

et astreignons O_1, O_2, O_4 à être en ligne droite.

On repèrera la position de C_4 par l'angle α_4 d'un axe O_4X_4, lié à C_4, avec l'axe O_4X_3 (*fig.* 2).

Nous pouvons comme dans le système précédent obtenir une rotation en tournant C_1. Nous pouvons aussi obtenir une translation dans laquelle O_4 décrit un cercle de centre O_1 en tournant C_1 et C_4 d'un angle égal et de sens contraire. Ces deux mouvements sont bien entendu mesurables.

Si nous voulons des translations radiales mesurables,

il faut que $\alpha_1 =$ Cte puisque O_1, O_2, O_4 sont alignés (C_1 sert à changer l'azimut de la translation) et

$$\Delta\alpha_2 = -\frac{\Delta\alpha_3}{2} = \Delta\alpha_4;$$

$$O_1O_4 = 2R\left(1 + \cos\frac{\alpha_3}{2}\right),$$

Fig. 2.

d'où

$$\Delta(O_1O_4) = 2R\,\Delta\left(\cos\frac{\alpha_3}{2}\right).$$

Position de O_4.	$-4R$	$-2R$	O_1	$2R$				$4R$
Valeurs de α_3..			360°	180°	170°	90°	10°	0°
δ (en μ/minute).					0,72	0,54	0,05	

Les valeurs de δ marquées correspondent à $R = 2{,}5$ mm et se répètent par symétrie. Le déplacement total est de $8R = 2$ cm (comme dans le cas précédent).

Le déplacement spécifique serait théoriquement bien inférieur à 0,1 μ/minute pour $\alpha_3 = 10°$ si le déplacement total désiré n'était que de 4 mm.

Conclusion. — Dans de nombreux cas, les déplacements spécifiques seront seuls intéressants à connaître; dans d'autres, le repérage seul sera intéressant. Je laisserai aux utilisateurs éventuels le soin d'approprier la construction à leurs besoins en signalant toutefois la réalisation que j'en ai faite. Le système I a été utilisé pour déplacer un compensateur de Babinet fixé sur C_3, le centre du système devait donc être libre. La figure 3 montre la coupe des éléments séparés du système utilisé.

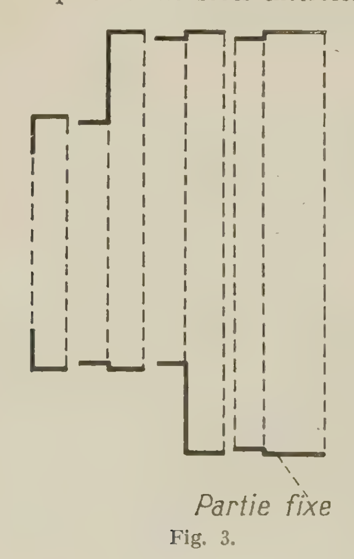


Fig. 3.

Si l'exposé du principe est délicat, l'emploi des systèmes excentrés est commode. L'ensemble de leurs qualités devrait les imposer dans de nombreux cas, soit pour des mesures précises, soit pour des déplacements relatifs, soit enfin pour de simples repérages.

SECTION MÉDITERRANÉE

(Marseille).

SÉANCE DU 17 JANVIER 1953.

1. — Variations de la résistance et de la capacité internes d'une photopile;

par M. G. Blet,
Docteur ès Sciences,
Centre de Recherches scientifiques et industrielles de Marseille.

Nous avons étudié les variations de résistance et de capacité d'une photopile dans diverses conditions :

a. lorsqu'elle est soumise à un courant de polarisation positif ou négatif (de même sens que le courant photoélectrique ou de sens contraire);

b. lorsqu'elle reçoit un éclairement.

1° *Mesure de la résistance interne.* — Cette mesure se fait très simplement dans le cas du courant de polarisation. Il suffit de noter les valeurs du courant et de la tension aux bornes simultanément. Voici les résultats :

V (mV).	R (kΩ).	V (mV).	R (kΩ).
—200.........	13	+100.........	100
—150.........	25	+200.........	133
—100.........	40	+300.........	175
— 50.........	50	+400.........	200
0.........	90	+500.........	200

Lorsque la cellule est éclairée, cette mesure ne peut plus se faire à cause de l'existence du courant photoélectrique. On peut tourner la difficulté en mesurant l'impédance et le déphasage de la photopile alimentée en tension sinusoïdale de fréquence convenable.

Voici les résultats :

à 100 Hz et à l'obscurité, on trouve $Z = 9\,000\ \Omega$ et $\varphi = 90°$, l'impédance est uniquement due à la capacité du condensateur (soit 0,175 μF);

à 100 Hz et sous 1000 lux, on trouve $Z = 600\ \Omega$ et $\varphi = 19°$. De là, nous pouvons calculer simultanément la capacité et la résistance internes. Cette

dernière vaut 600 Ω seulement au lieu de 90 000 et la capacité est montée à 0,88 μF.

2° *Mesure de la capacité.* — Nous avons utilisé deux méthodes : soit par mesure de l'impédance, soit par étude des courbes de résonance.

Nous avons vu la première de ces méthodes au paragraphe précédent. Pour étudier l'effet des courants de polarisation, nous avons utilisé les phénomènes de résonance. A cet effet, la cellule est reliée à une bobine de self-induction connue; on trace la courbe de réponse du circuit obtenue en injectant une tension de fréquence réglable. Les variations de la fréquence d'accord permettent de calculer les variations de la capacité. Voici les résultats :

V(mV).	*C*(μF).	*V*(mV).	*C*(μF).
—200.......	0,229	+100.......	0,162
—150.......	0,208	+200.......	0,149
—100.......	0,197	+300.......	0,138
— 50.......	0,184	+400.......	0,132
0.......	0,175	+500.......	0,125

Pour étudier l'action de la lumière, nous avons au contraire utilisé la variation d'impédance à fréquence très élevée : 30 000 Hz pour minimiser l'influence de la résistance interne. Pour 1 000 lux, nous avons vu que la capacité devient 0,88 μF.

Résultats. — L'essentiel peut se résumer comme suit :

a. Une polarisation positive entraîne une augmentation de la résistance et une diminution de la capacité.

b. Une polarisation négative entraîne une diminution de la résistance et une augmentation de la capacité.

c. L'éclairement entraîne une diminution de la résistance et une augmentation de la capacité.

La différence remarquable entre les effets de la polarisation et ceux de l'éclairement est caractérisée par le fait suivant. Les phénomènes dus à la polarisation apparaissent et disparaissent instantanément; la constante de temps est vraisemblablement inférieure à 0,01 s. Au contraire, les phénomènes dus à l'éclairement, s'ils apparaissent instantanément, subsistent après cessation de l'éclairement et décroissent très lentement.

L'enregistrement du courant traversant la cellule (à 30 000 Hz pour la mesure de *C* et en continu pour *R*) montre cette décroissance (*fig.* 1 et 2).

Ces deux courbes ne sont pas des exponentielles pures : leur constante de temps apparente est de l'ordre de 20 mn. La lumière est établie à l'instant τ et supprimée à l'instant zéro. Il est remarquable que la branche positive de cette courbe ne dépende que du niveau d'éclairement et non de sa durée.

Interprétation. — Nous supposons que la résistance interne ne dépend que du nombre d'électrons libres situés dans la couche d'arrêt, celle-ci étant considérée comme une zone d'équilibre entre les électrons libres du métal et ceux du sélénium. Nous supposons qu'il en est de même pour la capacité, celle-ci étant considérée comme le quotient $C = \frac{Q}{V}$ de la charge des électrons par la différence de potentiel de contact.

Dans ce cas, une augmentation du nombre des électrons produit une diminution de la résistance interne et une augmentation de la capacité. C'est bien le phénomène constaté. La différence entre les effets de la polarisation et ceux de l'éclairement s'explique fort bien également.

La polarisation a pour effet de déplacer des électrons libres existants. Seule leur répartition est modifiée, cette modification cessant avec la polarisation. Au contraire, l'éclairement crée des électrons libres nouveaux, d'autant plus que l'éclairement est plus intense. Mais, à la cessation de l'éclairement, les électrons libres ainsi créés subsistent un certain temps. En effet, leur énergie moyenne va en diminuant et il faut attendre qu'ils aient réintégré le ou les niveaux dont ils sont partis. Ceci peut demander très longtemps. Le fait que la courbe de décroissance

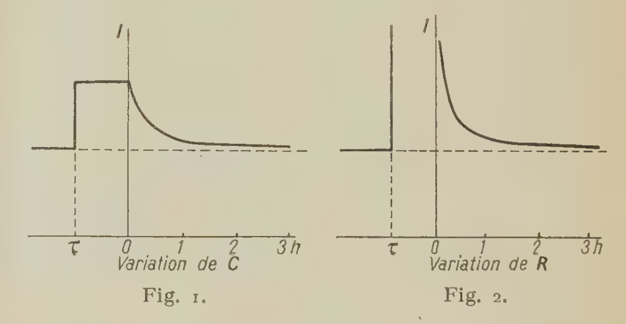


Fig. 1. Fig. 2.

n'est pas une exponentielle pure semblerait indiquer l'existence de plusieurs niveaux.

De plus, l'existence de ces électrons libres en surnombre peut expliquer les courants d'obscurité constatés bien souvent et même les courants aberrants de sens inverse du courant photoélectrique, constatés par certains auteurs.

En résumé, l'étude des variations de la résistance interne et de la capacité interne d'une photopile nous a conduit à préciser nos idées sur l'effet photoélectrique en présentant les explications précédentes d'un certain nombre de phénomènes.

2. — Propriétés diélectriques en haute fréquence d'un colloïde d'argent;

par M. R. Bedos,

Laboratoire de Physique M. P. C.,
Faculté des Sciences de Marseille

Dans un précédent travail [1] sur le comportement d'un hydrosol d'argent soumis à un champ alternatif variable de 0,1 à 1,5 MHz, j'ai constaté qu'à partir d'une certaine fréquence d'autant plus basse que la concentration en colloïde est plus faible, les propriétés diélectriques du colloïde tendent à se rapprocher de celles de l'eau qui a servi à faire les dilutions.

J'ai recherché si, pour des fréquences supérieures à 1,5 MHz, ce phénomène existait encore pour les faibles concentrations et apparaissait pour des concentrations plus fortes.

La méthode employée antérieurement permettait de déduire la différence de phase entre deux tensions à partir de la mesure de ces deux tensions et de leur résultante, et de calculer, par suite, les éléments de l'impédance complexe de la cellule de mesure. Le montage utilisé limitait l'application de cette méthode aux environs de 1 MHz. En introduisant la mesure de l'intensité traversant le circuit (mesure faite au moyen d'un thermocouple), j'ai pu étendre jusqu'à 10 MHz la gamme des fréquences explorées.

Les mesures ont porté sur un hydrosol d'argent soluble Rhône-Poulenc pour les concentrations de 0,25; 0,125; 0,06 et 0,03 pour 1000.

A chaque fréquence entre 2 et 10 MHz, on obtient, à la précision des mesures, pour les termes actifs et réactifs de l'impédance complexe de la cellule de mesure, les mêmes valeurs que la cellule contienne le colloïde (aux concentrations étudiées) ou l'eau qui a servi à faire les dilutions. Au-dessous de 2 MHz, on constate des écarts entre les paramètres obtenus pour l'eau et ceux obtenus pour le colloïde; ces écarts augmentent à mesure que la fréquence diminue et sont d'autant plus importants que la concentration en colloïde est plus forte.

[1] Bedos R. — *J. Chim. phys.*, 1952, **49**, 93.

Un Mémoire plus détaillé sera publié ultérieurement.

3. — Contribution à la description mathématique des oscillations de relaxation;

par M. P. Jean,

Laboratoire de Physique M. P. C.

Dans une première partie, les oscillations de relaxation sont décrites et comparées aux oscillations autoentretenues de van der Pool.

Les oscillateurs de relaxation (tel que le dispositif à lampe au néon) sont caractérisés par

1° une source d'énergie qui alimente, sous un débit D pratiquement constant, une capacité C qui peut se décharger grâce à un dispositif ne fonctionnant qu'entre deux niveaux (v_1 et v_2);

2° deux régimes, de charge et de décharge de la capacité;

3° une période donnée en première approximation par

$$T = \frac{C}{D}(v_1 - v_2); \qquad (1)$$

4° une transformation d'énergie d'une forme continue en une forme périodique.

Entre les oscillateurs de relaxation et les oscillateurs de van der Pool, on constate notamment :

1° une différence de structure, la self n'étant pas un élément indispensable dans les oscillations de relaxation;

2° une différence dans les oscillations produites (alternatives dans les oscillateurs de van der Pool, seulement périodiques dans les oscillations de relaxation);

3° des analogies dans certaines propriétés (possibilité de démultiplication de fréquence, par exemple).

Les oscillations autoentretenues de van der Pool sont décrites [1] par une équation du second ordre

$$y'' - 2\varepsilon\,\varphi(y)\,\omega y' + \omega^2 y = 0. \qquad (2)$$

Une transformation de cette équation permet-elle de conduire à une équation décrivant les oscillations de relaxation ?

Tel est l'objet de la seconde partie.

La suppression du terme de self, dont le caractère non indispensable a été souligné, donne une équation transformée du premier ordre du type

$$f(y)\,y' + y = 0. \qquad (3)$$

L'intégration de cette équation conduit à une infinité de courbes intégrales non périodiques, déduites les unes des autres par translation. La périodicité de la solution se retrouve dans l'existence de cette infinité de courbes intégrales, et la possibilité de les utiliser successivement.

La transformation appliquée à l'oscillateur de van der Pool où $\varphi(y) = 1 - \beta y^2$ donne des résultats qui ne satisfont plus aux conditions d'entretien.

La mise en équation directe du phénomène impose au terme $f(y)$ de l'équation proposée (3) les propriétés suivantes :

1° $f(y)$ est biunivoque par rapport à y, lorsque y est compris dans un intervalle $y_1 < y < y_2$. L'une des branches de $f(y)$ (branche I) se prolonge pour $y < y_1$, l'autre (branche II) pour $y > y_2$.

2° Pour que le régime oscillatoire puisse s'établir, il faut avoir : sur la branche I, $f(y)$ négatif; sur la branche II, $f(y)$ positif.

On retrouve alors les propriétés des oscillations de relaxation, en particulier la constance de l'amplitude et la variabilité de la période.

En conclusion :

Les oscillations de relaxation (type lampe au néon) peuvent se décrire par une équation du type (2) à condition d'y négliger le terme du second ordre introduit par la self et de transformer la fonction $\varphi(y)$. C'est cette dernière condition qui nous paraît essentielle.

[1] van der Pool. — *Onde élect.*, 1930, 245 et 293.
Rocard. — Dynamique générale des vibrations, Masson, Paris, 1943.
Fortrat. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 41.

(*) 4. — Sur les illusions photométriques;

par M. C. Jausseran.

Sommaire. — L'observation visuelle d'un écran présentant des variations locales d'éclairement donne lieu à une perception erronée des variations de luminance correspondantes; les variations locales du gradient de luminance sont en effet surestimées par rapport à la valeur moyenne de ce gradient.

Un exemple d'illusion photométrique a été présenté par P. Fleury [1] à la séance d'ouverture du Colloque international sur le contraste de phase et le contraste par interférences. La projection d'un

cliché présentant des bandes annulaires, dont la densité optique croît constamment du bord vers le centre, donne l'impression d'une série d'anneaux concentriques relativement sombres alternant avec des anneaux plus clairs, bien que les bandes annulaires projetées soient, en réalité, alternativement uniformes et dégradées, comme le montre l'enregistrement microphotométrique du cliché.

La présente Communication est relative à une étude plus détaillée de ce phénomène.

Cette étude peut évidemment être faite soit par vision directe d'un écran éclairé suivant une loi connue, soit par l'observation de clichés traduisant, par photographie, les luminances des diverses plages d'un tel écran.

Le procédé photographique a été écarté parce qu'il aurait exigé la détermination des luminances réellement observées par étude densitométrique des clichés. Comme on le sait, les densités optiques d'un cliché développé ne dépendent pas toujours, de façon simple, des luminances utilisées pour l'impression de la plaque; en particulier, lorsque ces luminances présentent des variations locales brusques, ces variations peuvent se trouver traduites d'une façon inexacte par suite de l'effet Eberhardt. Le problème à étudier résidant précisément dans l'étude des variations des aspects observés en fonction des variations de luminance, il était préférable d'éliminer l'intermédiaire photographique, la luminance réelle des plages observées ne pouvant être déterminée, dans le cas de la photographie, que sur un cliché déjà réalisé.

Une méthode visuelle a donc été utilisée.

La rotation de disques, présentant des fentes concentriques convenablement limitées, permet de réaliser des plages annulaires dont les luminances, le long d'une circonférence, sont constantes et varient, d'une circonférence à l'autre, proportionnellement à la longueur des arcs évidés des fentes correspondantes. Ce procédé s'est révélé inapplicable pour une étude précise, par suite de la variation de la fréquence critique de fusion. Il aurait fallu employer des vitesses de rotation incompatibles avec la stabilité et la solidité du matériel utilisé. Les essais effectués ont, néanmoins, permis de constater que le phénomène étudié se produit même en éclairage interrompu.

Le montage adopté a été finalement le suivant (*fig.* 1) : au moyen d'une lentille cylindrique éclairée par une fente lumineuse et munie d'un diaphragme convenablement découpé, on réalise sur un écran une suite de plages rectangulaires contiguës. La luminance est ainsi constante suivant la direction des séparatrices des plages, alors qu'elle varie dans la direction perpendiculaire d'un point à l'autre de l'écran. Les ordonnées de la courbe, représentant la variation de luminance le long de l'écran, sont proportionnelles aux largeurs correspondantes. Il est ainsi facile d'obtenir que cette variation soit toujours de même sens, aussi bien d'une plage à la suivante que le long d'une même plage.

On a étudié les pseudo-images produites par une vingtaine de diaphragmes différents. Le résultat le plus important est que toute discontinuité dans l'éclairement de l'écran se manifeste par une exagération de l'influence de cette discontinuité sur la luminance des régions contiguës.

Un angle saillant de l'ouverture du diaphragme se traduit par l'apparition d'une bande plus lumineuse que les régions environnantes, même du côté où pourtant la luminance est en réalité plus grande;

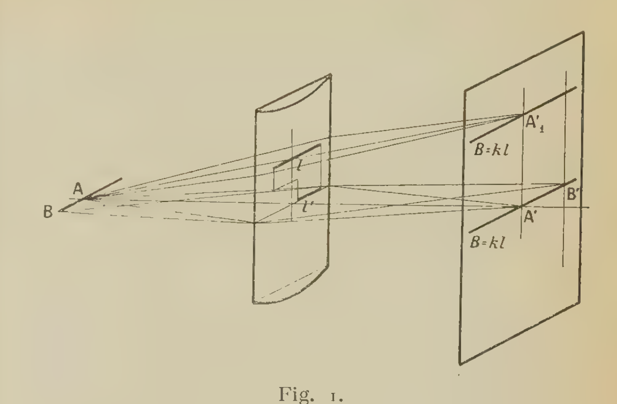


Fig. 1.

un angle rentrant se traduit, au contraire, par une bande plus sombre que les régions voisines. L'étendue des régions ainsi perturbées est d'autant plus faible que cet angle est plus petit; il suffit de se reporter à la description du procédé utilisé pour se rendre compte que cette valeur minimum est égale à 90°, puisque l'on impose au gradient de luminance d'avoir un signe constant d'un bout à l'autre de l'écran. La figure 2 reproduit l'un des clichés projeté en séance.

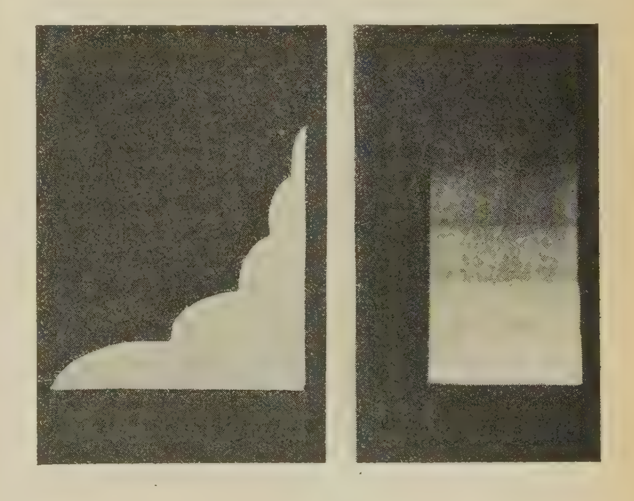


Fig. 2.

On pourra remarquer la présence de régions sombres relativement fines précisément au niveau des angles rentrants du diaphragme.

Les clichés étaient obtenus, au moyen d'un appareil photographique, soit en photographiant la fente lumineuse après avoir remplacé l'objectif par la lentille cylindrique munie du diaphragme (obtention de la pseudo-image), soit en remplaçant la fente par un point lumineux et en ne laissant subsister que le diaphragme à la place de l'objectif (obtention du

diaphragme). La figure 1 montre que l'on peut alors faire coïncider toutes les régions correspondantes du diaphragme et de la pseudo-image. Comme on le voit, les régions assombries subjectivement correspondent bien aux angles du contour du diaphragme.

L'examen des diverses pseudo-images obtenues paraît indiquer que l'interdépendance entre les effets visuels de plages voisines, qui conduit aux apparences observées, est trop compliquée pour pouvoir être interprétée en faisant intervenir uniquement l'interaction rétinienne. Il montre que, comme le souligne Bartley, on ne peut pas considérer que notre organisme fonctionne comme un dispositif plus ou moins automatique de copie. La perception résultant de la vision d'un écran présentant, d'un bout à l'autre, en dehors d'une variation générale d'éclairement, des variations localisées de cette grandeur paraît résulter d'une synthèse entre la perception de la valeur moyenne du gradient de luminance de cet écran et la perception des variations locales de ce gradient, qui se trouvent alors surestimées. La perception du contraste est en effet [2] indépendante, dans une certaine mesure, de la sensation de luminance moyenne, comme si les cellules d'association manifestaient les différences d'excitation indépendamment de l'excitation moyenne.

On peut signaler, à l'appui de cette manière de voir, le fait que si l'on réduit le champ de vision de manière à ne laisser apparaître que les régions présentant des variations locales de gradient de luminance, c'est-à-dire si l'on supprime l'influence de la perception d'ensemble, les variations locales du gradient ne sont plus surestimées. L'expérience a été réalisée en séance sur le cliché correspondant à la figure 2. Ainsi effectuée sur une reproduction photographique, elle montre que, sur le cliché considéré, l'effet Eberhardt n'intervient pas. Il est à signaler d'ailleurs que les conséquences de cet effet auraient précisément conduit à des variations objectives de luminance, qualitativement identiques aux variations subjectives observées. Cette expérience pourra être reproduite sur la figure 2, si la reproduction typographique n'a pas trop altéré les contrastes objectifs réels.

Dans une autre expérience, on sépare les deux perceptions au niveau rétinien en observant, avec l'un des yeux, un écran comportant seulement des variations locales de gradient de luminance et, avec l'autre œil, un écran présentant une variation d'ensemble de la luminance sans accidents locaux. La perception globale ainsi obtenue est identique à celle que donne l'observation monoculaire d'un écran sur lequel les gradients de contraste (et non les luminances) sont superposés.

Bien qu'on ne puisse espérer traduire strictement l'effet subjectif observé par des mesures photométriques, on peut néanmoins obtenir des données numériques sur ce phénomène. Au moyen de dispositifs qui ont été décrits en séance, on peut déterminer la luminance que doit avoir un petit écran rectangulaire pour donner la même luminance que l'une des diverses régions d'un écran recevant une pseudo-image lorsqu'il est vu, soit à l'intérieur de cette pseudo-image, soit à l'extérieur mais dans son voisinage immédiat. Dans le premier cas, les luminances nécessaires suivent exactement la variation imposée par le contour du diaphragme. Dans le deuxième cas, leur variation est celle que l'on obtient en essayant de traduire graphiquement les luminances perçues.

En résumé, la perception des variations locales de contraste paraît jouer dans la vision un rôle aussi important que la perception des variations de luminances, et l'emporter sur cette dernière dans le cas des illusions photométriques.

[1] Fleury P. — Les contrastes en Optique; Contraste de phase et contraste par interférences, Ed. *Rev. Opt.*, 1952.

[2] Mlle Vieuchange D. et Jausseran C. — Sur la notion d'égalité de contraste photométrique *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 10 S.

Intervention de M. Benoit,

Professeur de Physiologie
à la Faculté des Sciences de Marseille.

Sans vouloir dénier au cerveau tout rôle dans la perception des contrastes, je pense devoir rappeler le fait que l'analyse des variations spatiales du gradient d'éclairement de l'image formée sur le fond de l'œil repose en grande partie sur les propriétés du centre nerveux rétinien. Ce fait, mis en lumière par Sherrington, est entièrement confirmé par l'étude des messages acheminés vers le cerveau par les fibres du nerf optique.

La découverte par Hartline (amplement confirmée par les travaux de Granit), de fibres répondant spécifiquement aux variations brusques de l'éclairement dans le temps, ne laisse subsister aucun doute à ce sujet, tout au moins dans le cas des phénomènes de contraste successif. Le cas du contraste simultané, grâce aux mouvements involontaires de l'œil, peut se ramener en partie au cas précédent, mais il est probable que le centre nerveux rétinien dispose de mécanismes particuliers (encore mal connus du point de vue physiologique, mais dont les connexions « horizontales » de la rétine offrent un support anatomique plausible) permettant à ce centre juxtaposé aux photorécepteurs d'exagérer, dans l'élaboration du message sensoriel, les variations brusques du gradient spatial de l'image.

SECTION CENTRE-OUEST
(Poitiers).

SÉANCE DU 12 MARS 1953.

M. Cotte préside.

La Communication suivante, accompagnée d'expériences, a été présentée :

Nouvelles recherches en interférométrie et applications;

par M. M. Françon,
Maître de Recherches, Chef de Travaux à la Sorbonne.

L'emploi des interférences en microscopie date de fort longtemps, puisque dès 1911 Sagnac donnait le principe d'un microscope interférentiel appelé « microstrioscope » par son auteur. L'emploi de cet appareil, comme de ceux étudiés ensuite par Linnik et de nombreux physiciens, exige en général un appareil spécial modifiant l'objectif du microscope. Nous avons étudié en 1951 un petit interféromètre qui peut être introduit dans l'oculaire d'un microscope dont tous les autres organes sont inchangés. Ce dispositif ne s'applique pas seulement à la microscopie, mais bien à tous les problèmes d'interférométrie en général. L'interféromètre proprement dit est formé de deux lames de quartz (ou de spath) identiques, taillées à 45° de l'axe et croisées. Les deux lames sont collées et placées entre deux lames polaroid de façon que leurs axes soient orientés à 45° des sections principales des polaroids. L'objet à étudier, éclairé en faisceau parallèle de lumière blanche, est placé avant l'interféromètre. Après traversée des lames de quartz et par suite de leur biréfringence, les rayons sont dédoublés de sorte que l'on obtient deux images de l'objet, situées dans le même plan, mais légèrement décalées l'une par rapport à l'autre. Ces deux images interfèrent en décelant les variations de phase introduites par l'objet à étudier. On peut choisir le dédoublement de l'ordre de grandeur du pouvoir séparateur afin qu'il ne soit pas gênant. Si le faisceau d'éclairage est bien normal aux lames de quartz, on a une image analogue à un fond noir central. Si l'on incline très peu l'interféromètre, l'image a un aspect tout à fait analogue à un contraste de phase à absorption variable; naturellement ce sont toujours les variations de phase qui sont observées. En continuant à incliner l'interféromètre, on obtient toute une gamme de contrastes colorés entre polaroids parallèles ou croisés.

Comme nous l'avons dit, le dispositif s'intercale très facilement dans un oculaire de microscope. Il suffit de placer sur le diaphragme iris du condenseur une fente parallèle aux franges à l'infini des deux lames de quartz.

En dehors des applications biologiques, une application a été faite en cristallographie par MM. Goldzstaub et Kern à Strasbourg. Ces auteurs ont étudié la croissance de cristaux cubiques et ont pu tracer les lignes d'égale concentration des eaux-mères au voisinage du cristal.

Des applications sont également possibles en Métallographie, en Optique à l'étude du poli et de l'homogénéité des verres, en soufflerie, etc.

SECTION SUD-EST
(Lyon).

SÉANCE DU 27 FÉVRIER 1953.

1. — Évolution de la technique des émulsions nucléaires;

par M. G. Marguin.

L'effet photographique des particules α fut découvert par Kinoshita en 1910 qui établit qu'un grain de bromure d'argent peut être rendu développable par une seule particule α. Puis, en 1911, Reinganum trouve qu'une particule α agit sur plusieurs grains au cours de son trajet dans l'émulsion. Peu après, Michl en 1912 effectue les premières mesures de longueur des traces et du nombre de grains.

Ce n'est pas avant 1925 que des traces de protons furent observées par Blau et Wambacher, et différenciées des traces de particules α par leur densité de grains plus faible, due à leur plus faible pouvoir ionisant. Des émulsions spéciales pour plaques nucléaires furent fabriquées pour la première fois en 1935 par les laboratoires *Ilford* de Londres. Les plaques R1 sensibles seulement aux particules α furent suivies des plaques R2 enregistrant aussi les protons de faible énergie. Quelques années plus tard, Wambacher et *Agfa* lancèrent les plaques K, présentant moins de fond et une différenciation plus grande entre particules α et protons. En même temps, Wilkins et *Eastman Kodak* produisaient des plaques α à grain fin. Cependant, la méthode photographique restait imprécise et d'application limitée par suite du large espacement des grains et des difficultés d'identification.

Depuis la dernière guerre, un énorme progrès a été fait dans la fabrication des plaques nucléaires et résulte de la collaboration de C. F. Powell et de la firme *Ilford*. Ces émulsions sont très riches en halogénures d'argent (80 pour 100) à grains très petits (0,3 μ) et peuvent être livrées en différentes épaisseurs.

En 1948, Berriman et les laboratoires *Kodak* de Londres réussissent à augmenter la sensibilité des émulsions et à enregistrer pour la première fois des traces d'électrons mous. Une nouvelle augmentation de sensibilité permet maintenant l'enregistrement des traces de particules de pouvoir d'ionisation minimum. Toute particule chargée d'énergie quelconque peut être enregistrée dans les émulsions NT4 de *Kodak* et G5 de *Ilford*. La compagnie *Eastman Kodak* livre aux États-Unis des plaques de différentes sensibilités.

L'augmentation de sensibilité des émulsions a pour inconvénient l'enregistrement spontané des particules de contamination d'origine cosmique ou autre, d'où la nécessité d'utiliser les plaques dès leur fabrication ou d'effacer le fond parasite. Les oxydants expérimentés, acide chromique ou eau oxygénée, produisant une désensiblisation partielle, il est préférable de traiter les plaques par la méthode d'Albouy et Faraggi [1] qui utilise la vapeur d'eau saturante à une température convenable, pendant un temps suffisant pour produire l'effacement de l'image latente par oxydation légère et une nouvelle maturation qui crée de nouveaux centres de sensibilité.

La technique actuelle de traitement est différente suivant l'épaisseur de l'émulsion utilisée. Pour les émulsions minces de 25 à 100 μ, on utilise la méthode du développement en température avec le révéla-

teur ID19 au métol-hydroquinone. Celui-ci pénètre dans toute l'épaisseur dans une première phase à 5° C, puis à 20° C se produit la phase active du développement qui se termine par immersion des plaques dans un bain d'arrêt froid.

Il est maintenant possible de traiter des émulsions de 100 à 1 000 μ d'épaisseur et d'obtenir un développement uniforme en profondeur, tout en réduisant sensiblement la distorsion de la gélatine, par l'emploi d'une technique plus complexe qui a été exposée dans un article récent [2].

La haute concentration en halogénures d'argent des émulsions nucléaires est la cause d'une réduction de plus de 50 pour 100 de leur épaisseur après le traitement. Cette contraction peut être complètement supprimée par l'emploi, avant le séchage, d'un bain de glycérine à une concentration de l'ordre de 20 pour 100 pendant une durée suffisante à la pénétration dans toute l'épaisseur. Le contrôle des méthodes de traitement employées peut être fait par la méthode de Cosyns et Vanderhaeghe [3] qui permet de mesurer expérimentalement un coefficient de distorsion et de calculer la courbure apparente des traces, introduite par la distorsion.

Les caractéristiques des traces des différentes particules chargées sont faciles à reconnaître dans le domaine des faibles énergies. Si les particules ont assez d'énergie pour arriver au pouvoir d'ionisation minimum, la densité de grains est très faible. Sauf pour les électrons, les particules au minimum d'ionisation produisent une trace en ligne droite difficile à identifier. Dans le cas des électrons, la densité de grains est la même mais, par suite de leur faible masse, les angles de diffusion sont visibles jusqu'à une énergie d'au moins 80 MeV. Dans son état actuel, la technique des émulsions nucléaires peut être utilisée dans de nombreuses applications en physique nucléaire.

[1] ALBOUY G. et FARAGGI H. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 532.
[2] MARGUIN G. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 43.
[3] COSYNS M. et VANDERHAEGHE G. — *Bull. Centre Phys. Nucl. Univ. Bruxelles*, 1951, n° 15.

(*) 2. — Le problème de l'achromatisme en diffraction électronique ;

par M. M. SALVAT.

En diffraction électronique, comme en diffraction des rayons X, les faisceaux traversant des substances cristallines sont déviés suivant des angles définis par la relation de Bragg

$$2D\sin\theta = \lambda.$$

Dans cette formule, D est la distance des plans responsables de la diffraction et λ la longueur d'onde associée au faisceau électronique, laquelle est donnée par $\lambda = \sqrt{150/V}$. V est la tension sous laquelle on a accéléré les électrons. λ est monochromatique dans la mesure où V reste fixe.

Les angles θ étant petits en diffraction électronique, il vient

$$2\theta = \frac{\lambda}{D} = AV^{-\frac{1}{2}}, \qquad (1)$$

où A est une constante pour une distance D donnée,

$$\frac{d(2\theta)}{2\theta} = -\frac{1}{2}\frac{dV}{V}. \qquad (2)$$

Les variations de θ sont de l'ordre des variations de V qui provoquent un élargissement de « raie » que nous appelons aberration chromatique en diffraction électronique. Le problème de la correction de cette aberration a été résolu par J. B. Le Poole et van Mentz [1]. Ces auteurs ont montré que la correction peut s'obtenir par utilisation d'une lentille électronique de faible puissance placée entre l'objet et l'écran d'observation; si a est la distance objet-lentille, b la distance écran-lentille, $1/f$ la puissance de la lentille, le rayon de diffraction est donné, compte tenu de la faible déviation imposée par la lentille, par la formule

$$r = 2\theta\left[(a+b) - \frac{ab}{f}\right], \qquad (3)$$

avec, pour une lentille magnétique faible,

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8mV}\int_{-\infty}^{+\infty} H^2\,dz. \qquad (4)$$

Pour une excitation fixe $\int_{-\infty}^{+\infty} H^2dz$ est fixe et (4) s'écrit

$$\frac{1}{f} = \frac{B}{V} \quad (B = \text{Cte}). \qquad (5)$$

La formule (3) est de la forme

$$r = r(a, b, V).$$

La condition d'achromatisme s'écrit

$$\frac{\partial r}{\partial V} = 0. \qquad (6)$$

Le calcul donne la relation simple

$$a + b = 3\frac{ab}{f}. \qquad (7)$$

Van Mentz et Le Poole ont calculé la condition d'achromatisme pour deux lentilles et montré qu'un tel système permet, en outre, un arrangement capable de supprimer totalement la distorsion introduite par utilisation d'une seule lentille.

Cependant la distorsion peut être rendue pratiquement négligeable avec une lentille à grande ouverture. Nous avons montré [2] que le circuit magnétique d'une telle lentille peut être agencé de façon à obtenir une autostabilisation de la chute magnétomotrice dans l'entrefer, qui évite de stabiliser le courant d'excitation. La correction de l'aberration chromatique et l'autostabilisation du champ magnétique de la lentille permettent en principe de se placer toujours dans les mêmes conditions expérimentales pourvu qu'on sache mesurer la tension d'accélération V et l'intensité du courant d'alimentation de la

lentille avec une précision de 5 à 10 pour 100 seulement.

Cosslett [3] a fait une application de la théorie de Le Poole à un système à trois lentilles placées entre l'objet et l'écran. Ce système corrige les fluctuations de la tension V et, de plus, permet la combinaison de la diffraction et de la microscopie électroniques.

La lentille électrostatique permet aussi de corriger l'aberration chromatique en diffraction électronique. Voyons dans quelles conditions.

On sait que la puissance d'une lentille électrostatique peut se mettre sous la forme

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{16}\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2 dz - \left(\frac{3}{16}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2 dz \int_{-\infty}^{z} dz \int_{\infty}^{z}\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2 dz + \ldots, \quad (8)$$

$\Phi(z)$ représente le potentiel sur l'axe de la lentille. Nous admettons que ce potentiel est de la forme $\Phi_0\,[1 - K\varphi(z)]$, où Φ_0 est le potentiel d'accélération et $K = U_0/\Phi_0$, U_0 étant le potentiel au centre de la lentille. Dans ces conditions, la formule (8) peut se développer sous la forme

$$\frac{1}{f} = C_1 K^2 + C_2 K^3 + \ldots \quad (9)$$

Si l'électrode centrale de la lentille est alimentée par tout ou partie de la tension d'accélération, le potentiel U_0 au centre de la lentille est proportionnel à Φ_0 et K est fixe. La puissance de la lentille est fixe. Cette circonstance est utilisée en Microscopie électronique dans le microscope électrostatique. En diffraction électronique, au contraire, on veut que la puissance de la lentille soit fonction de la tension de façon à avoir, pour le rayon de diffraction, une forme telle que (6). Ceci est réalisable à condition que U_0 soit fixe et indépendant de Φ_0. Cette solution paraît cependant moins pratique que l'utilisation d'une lentille magnétique.

Il semble possible d'utiliser un champ magnétique homogène parallèle à la direction du faisceau incident pour réaliser l'achromatisme en diffraction électronique. Nous justifierons ceci par les remarques suivantes.

Calculons la vitesse transversale u (c'est-à-dire la vitesse dans une direction perpendiculaire à la direction d'incidence) d'un électron ayant subi la diffraction de Bragg. On a

$$u \simeq v.2\theta \quad (10)$$

(v, vitesse dans la direction d'incidence), avec

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad \text{et} \quad 2\theta = \frac{\lambda}{D} = \frac{1}{D}\,\frac{h}{mv} = \frac{1}{D}\,\frac{h}{m\sqrt{\frac{2eV}{m}}},$$

d'où

$$u = \frac{1}{D}\,\frac{h}{m}. \quad (11)$$

La formule (11) montre que u est indépendant de la tension d'accélération V (pour une distance réticulaire D donnée) dans les approximations faites qui supposent θ petit et qu'on néglige la correction de relativité. A partir de la formule (11), on peut montrer que l'achromatisme est réalisé lorsque le champ magnétique homogène a fait tourner l'électron d'un angle de 180°.

[1] Le Poole J. B. et van Mentz M. — *Proc. Electr. Mic. Conf.*, Delft, 1949.
[2] Le Poole J. B. et Salvat M. — *Congrès de Microsc. Élect.*, Paris, 1950.
[3] Cosslett V. E. et Jones D. — *Congrès de Microsc. Élect.*, Paris, 1950.

SECTION D'ALGER.

SÉANCE DU 20 JANVIER 1953.

1. — Mesure simple des variations de la tension d'un secteur alternatif. Application aux radiographies médicales ;

par M. le Docteur Odier,
Laboratoire de Physique Médicale, Université d'Alger.

L'étude expérimentale des différents montages permettant d'utiliser un galvanomètre à cadre mobile normal en voltmètre alternatif permet d'aboutir aux conclusions suivantes : si la puissance consommée par la mesure peut être négligée et si l'on désire

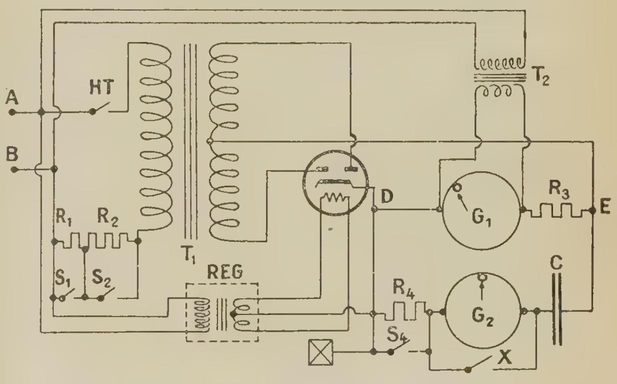


Fig. 1.

mesurer de très petites variations brutales de la tension d'un secteur alternatif, le montage schématisé (*fig.* 1) est celui qui réunit une très grande sensibilité et une fidélité satisfaisante.

La tension alternative à mesurer v est appliquée aux bornes A et B; une valve biplaque fournit entre D et E une tension redressée V filtrée par le condensateur C. Le cadre mobile G_1 est étalonné pour indiquer en permanence la valeur efficace de v; le cadre mobile G_2, de sensibilité équivalente, mais à zéro central, est monté en série avec le condensateur C. Lorsque v = Cte, le courant moyen dans G_2 et C est nul; mais une petite variation Δv provoque le passage d'un courant $I = C(\Delta V/\Delta t)$ dont on étudie la forme.

On montre qu'on peut obtenir des lancées d'aiguille de l'appareil G_2 dont l'amplitude est uniquement fonction de Δv à la condition que la nouvelle valeur de v se prolonge pendant un temps de l'ordre de 0,2 s avec les valeurs numériques utilisées. On met en évidence et on explique l'asymétrie des réponses de G_2 suivant que les valeurs de Δv sont positives ou négatives, l'étalonnage en Δv de G_2 étant obtenu par la manœuvre des shunts S_1 et S_2.

Enfin, lorsque la durée de la chute de tension est inférieure à 0,2 s, l'amplitude de la réponse de G_2 est également fonction de cette durée; dans ce cas, la mesure n'est possible en toute rigueur que si l'on connaît cette durée. Par exemple, lorsqu'on veut mesurer les chutes de tension provoquées par la prise d'une radiographie avec des constantes prédéterminées, un tel montage permet de contrôler que la chute de tension n'a pas dépassé la valeur maximum admissible. Dans le cas contraire, on peut conclure immédiatement qu'un autre utilisateur de la ligne a provoqué au même instant une chute de tension supplémentaire et l'on sait, avant même le développement, que le cliché doit être recommencé.

2. — Sur la préparation des sources solides ioniques et leur utilisation pour l'étude de l'émission secondaire sous l'impact d'ions positifs ;

par M. G. Couchet.

1. L'auteur décrit le mode de préparation des alumino-silicates alcalins destinés à être utilisés comme source solide ionique en spectrographie de masse, dans l'étude de l'émission secondaire et en microscopie ionique.

Le mode de préparation au four à induction nécessite l'emploi d'un creuset; il est difficile de trouver des creusets qui ne réagissent pas à haute température (jusqu'à 1 700° C) sur les oxydes alcalins utilisés. Après de nombreux essais, les creusets en alumine frittée ont été adoptés. Il est possible d'obtenir par ce procédé des sources solides sous forme d'un verre transparent et homogène.

La préparation des alumino-silicates au four solaire a l'avantage de pouvoir se faire sans creuset, ce qui permet d'obtenir un produit de synthèse aussi pur que les matières premières utilisées. Par ailleurs, il est possible d'obtenir le verre, qui sera utilisé comme source d'ions, sous la forme de fils cylindriques ou légèrement coniques.

2. Une source solide d'ions lithium a été utilisée pour étudier l'émission électronique secondaire de différents métaux et alliages. On expose les résultats concernant le rendement de l'émission secondaire en fonction de la nature de la cible, de l'intensité du faisceau d'ions et de l'énergie des ions. On détermine aussi en fonction de l'énergie des ions incidents, le pourcentage des ions réfléchis, ainsi que le spectre d'énergie des électrons secondaires.

L'énergie des ions incidents était comprise entre 1 000 et 13 000 eV. Un dispositif en cours de montage permettra d'étendre les mesures jusqu'à 50 000 eV.

SÉANCE DU 24 FÉVRIER 1953.

1. — Un amplificateur pour courant photoélectrique faible ;

par M. P. Dumontet,
Laboratoire de Physique théorique.

L'auteur décrit un montage qui peut être utile dans l'application des courants photoélectriques faibles. Ce montage repose sur l'emploi d'une lampe électromètre double dont on module les courants par application d'une tension en créneaux sur la grille d'extraction. On trouvera plus de détails dans un article au *Journal de Physique*, 1952, **13**, 127 A.

(*) 2. — Étude simultanée de la conductibilité et de l'effet de scintillation (flicker effect) de couches minces et de cristaux détecteurs ;

par M. N. Nifontoff.
Laboratoires de Physique théorique
et de Physique P.C.B.

On sait que les principales sources de bruit de fond en radioélectricité peuvent se classer sous les rubriques suivantes [1] :

a. Effet de grenaille;
b. Bruit d'agitation thermique;
c. Bruit d'antenne;
d. Effets de scintillation (flicker effect).

On groupe sous cette dernière rubrique toute une série d'effets importants dans le domaine des basses fréquences. Ces effets interviennent dans l'émission des cathodes à oxydes ou lorsque des corps à structure plus ou moins discontinue (résistances granulaires, lames métalliques très minces, contacts redresseurs, etc.) sont traversés par un courant continu I.

Tandis que les effets *a* et *b* ont, à l'état pur, un spectre uniforme, l'effet de scintillation est un phénomène à corrélation macroscopique dont le spectre est en $1/\nu$, tout au moins si l'on exclut les très basses fréquences (par exemple $\nu < 30$ Hz) et les fréquences très élevées (supérieures à quelques dizaines de kHz).

L'effet de scintillation est souvent présenté par des substances pour lesquelles la loi d'Ohm n'est pas parfaitement vérifiée. L'auteur a donc pensé qu'il était intéressant d'étudier simultanément, dans divers cas, les écarts à la loi d'Ohm et les particularités de l'effet de scintillation. Pour cela, il a réalisé [2] un montage constitué par un pont de Wheatstone pour la mesure des variations de résistance en fonction de l'intensité du courant continu I, et par un amplificateur linéaire suivi d'un analyseur harmonique puis d'un thermocouple pour la mesure du carré moyen de la tension de bruit $\bar{e}^2_\nu \Delta\nu$. L'analyseur isolait une bande étroite de 50 Hz pouvant, selon l'expérience effectuée, rester fixe ou balayer tout le spectre entre 500 et 10 000 Hz. Pour tous les corps étudiés, l'auteur a vérifié l'existence d'un spectre

en 1/ν. L'étude de l'influence de la valeur du courant I a été faite à 6 000 Hz.

Les premières mesures ont porté sur des résistances commerciales de carbone aggloméré [3] (qui ne présentent d'ailleurs pas d'écarts à la loi d'Ohm, appréciables dans leurs limites d'utilisation), elles ont vérifié la « loi en I^2 » bien connue $\overline{e_\nu^2} = KI^2$ [4, 5].

Il était intéressant de passer ensuite à l'étude d'un carbone plus divisé (couches très minces).

MM. Perrot et Lavergne [6] ont montré que de telles couches présentaient des écarts à la loi d'Ohm et que, si I_0 est l'intensité maximum atteinte en valeur absolue depuis la formation de la lame, la caractéristique $R = f(I)$ donnant la résistance en fonction de l'intensité est réversible tant que $|I| < I_0$. Par contre, si l'on fait croître I au delà de I_0 de façon à atteindre, en valeur absolue, $I_1 > I_0$, on décrit une portion de courbe irréversible; mais, par la suite, pour $|I| < I_1$, il existe une nouvelle caractéristique réversible distincte de la précédente, et ainsi de suite.

L'auteur a montré [2, 7] que les mêmes phénomènes avaient lieu pour les caractéristiques

$$\log \overline{e_\nu^2} = f(\log I).$$

D'autre part, ces caractéristiques présentent des écarts importants à la « loi en I^2 ». Ces écarts ont lieu pour les grandes valeurs de I pour lesquelles précisément la loi d'Ohm cesse également d'être valable. Enfin l'auteur a signalé une grande analogie entre les courbes

$$3 \log R_d = f(\log I) \qquad \text{et} \qquad y = \log e_\nu^2 - 2 \log I,$$

où R_d est la résistance dynamique

$$R_d = \frac{dV}{dI}$$

pour chaque valeur de I.

L'auteur a repris ces expériences sur des cristaux détecteurs au silicium et au germanium [2, 8]. Ces corps présentent des écarts considérables à la loi d'Ohm et à la « loi en I^2 », cependant les courbes donnant 3 log R_d et y en fonction de I présentent encore une grande analogie aussi bien pour le sens direct que pour le sens inverse du courant.

Ceci indique l'existence d'une liaison étroite entre les écarts à la loi d'Ohm et le fait que l'effet de scintillation ne suit pas la « loi en I^2 » [9]. Une étude détaillée des phénomènes de conductibilité dans une substance granulaire ou dans un contact semi-conducteur-métal dans le cas des détecteurs à cristaux serait nécessaire pour tenter une explication théorique.

[1] Blanc-Lapierre A. — *Revue scientifique*, 1951, **89**, nº 3311, 139.
[2] Nifontoff N. — *Onde électrique*, 1953, **310**, 58.
[3] Blanc-Lapierre A., Perrot M. et Nifontoff N. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 241.
[4] Christensen C. J. et Pearson G. L. — *Bell System Techn. J.*, 1936, 127.
[5] Campell R. M. et Chipman R. A. — *Proc. Inst. Radio Eng.*, 1949, **37**, 938.
[6] Perrot M. et Lavergne R. — *Archives originales du C.N.R.S.*, 1951, **321**.
[7] Nifontoff N. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1755.
[8] Nifontoff N. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1117.
[9] Surdin M. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 777.

SÉANCE DU 10 MARS 1953.

La Communication suivante a été présentée :

Recherches thermoélectriques sur le silicium;

par M. J. Savornin.
Laboratoire de Physique M. P. C.

Nous avons étudié le pouvoir thermoélectrique d'échantillons de silicium semi-conducteur du type p (impureté : Al, traces de Fe), sous la forme de barreaux de 15 à 20 cm de longueur et de section 5 × 10 mm. La conductibilité électrique à 15° est de l'ordre de 10 à 30 mho/cm.

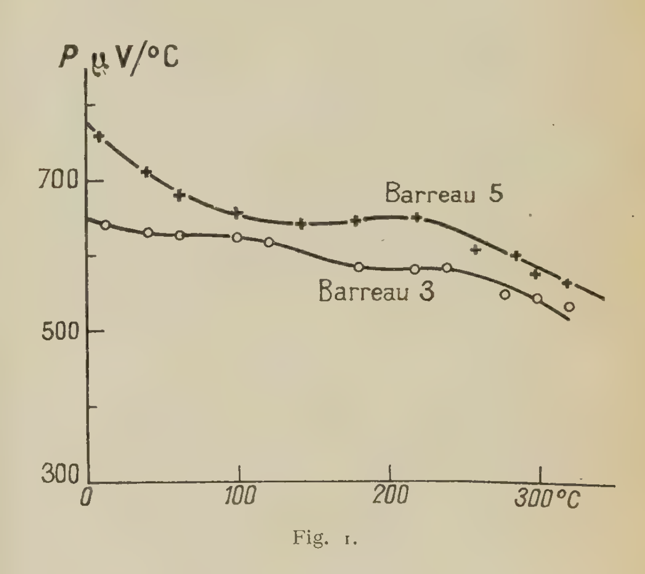


Fig. 1.

Le pouvoir thermoélectrique P est mesuré par rapport au cuivre pur entre 0 et 350° C. Chaque extrémité de l'échantillon est en contact électrique avec la soudure chaude d'un couple cuivre-constantan dont la soudure froide est à 0°; l'extrémité supérieure est dans un petit four électrique, l'extrémité inférieure dans la glace fondante. On mesure ainsi la différence de température entre les soudures du couple Si-Cu, dont la force électromotrice est obtenue par un potentiomètre à opposition. Les résultats (*voir* le tableau; le Si (p) est positif par rapport à Cu) montrent des valeurs supérieures à celles du silicium très pur (330 et 470 μV/°C pour des puretés respectives 99,93 et 99,99 pour 100 [1]); un pouvoir de 720 μV/°C a déjà été signalé [2], mais il s'agissait d'un couple double formé de Si(p) joint à Si(n).

Barreau n°.	Pureté moyenne (pour 100).	Pouvoir thermoélectrique (μV/°C à 15°).
1	98,0	600
2	99,4	580
3	99,85	638
4	99,85	635
5	99,85	750

Les courbes qui représentent le pouvoir P en fonction de la température (*fig.* 1) présentent des inflexions; le barreau 5 montre une allure analogue à la courbe prévue théoriquement par Yamashita [3] pour les semi-conducteurs à deux niveaux d'impuretés.

Les dimensions des échantillons utilisés se prêtaient à l'étude d'une anomalie qu'a observée T. Sato [4] en déterminant le pouvoir thermoélectrique d'un alliage semi-conducteur Bi-Sn pour des différences de température Δt de plus en plus faibles entre les soudures : ce pouvoir décroîtrait fortement lorsque Δt diminue au-dessous de 2 à 3°.

Nous avons réalisé un montage dans lequel le barreau de Si est placé verticalement; les extrémités portant les soudures sont immergées dans des thermostats superposés en pyrex, à huile isolante, munis d'agitateurs à moteur électrique, le thermostat supérieur étant percé au centre de sa base d'une ouverture étanche dans laquelle passe le barreau. Un couple différentiel cuivre-constantan, dont la soudure chaude S_1 est confondue avec celle du couple Si-Cu, mesure l'écart de température ΔT entre S_1 et un point F du bain d'huile, très voisin de la soudure froide Si-Cu. Le fil de constantan venant de S_1 peut être séparé du fil allant à F et connecté sur un autre conducteur en constantan qui rejoint la soudure froide S_2 du couple Si-Cu; le second couple cuivre-constantan alors formé permet de mesurer l'écart $\Delta\theta$ entre S_2 et F. La différence de température entre les soudures S_1 et S_2 du couple Si-Cu est

$$\Delta t = \Delta T - \Delta\theta.$$

L'une des soudures S_2 restant à 15°, nous avons augmenté progressivement Δt depuis 0 jusqu'à plusieurs degrés sans observer de variation systématique du pouvoir thermoélectrique P pour le couple Si-Cu (*fig.* 2). Lorsque Δt est très petit, la précision

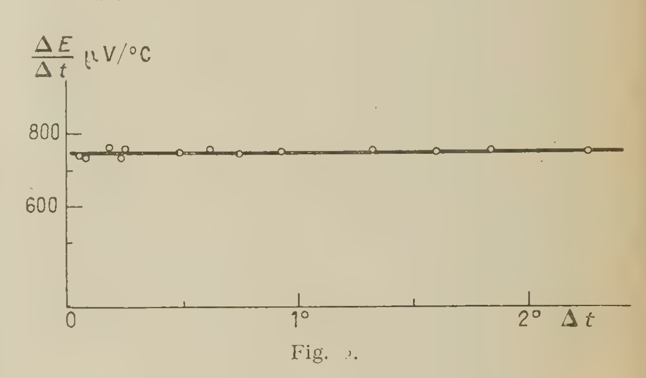


Fig. 2.

sur P est faible, mais l'écart entre la valeur moyenne de P et les valeurs mesurées est inférieur aux erreurs expérimentales. Nos expériences montrent que l'effet observé par Sato n'existe pas pour le silicium, même si Δt descend jusqu'à 0,05°C.

[1] Boltaks B. I. — *Zh. tekh. Fiz.*, S.S.S.R., 1950, **20**, 3.
[2] Ohl R. S. — *Chem. Abs.*, 1946, **40**, 7017.
[3] Yamashita J. — *J. Phys. Soc. Jap.*, 1949, **4**, 320.
[4] Sato T. — *J. Phys. Soc. Jap.*, 1951., **6**, 125.

Le Gérant : Maurice Blondin. 144223 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1953.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 20 MARS 1953.

Présidence de M. PAUTHENIER.

M. LE PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. BALLINI (René), Ingénieur au C. E. A., Docteur ès sciences, cité C. E. A., 8, rue G. Vatonne, à Gif-sur-Yvette (Seine-et-Oise), présenté par M. Barloutaud et Mme Papineau.

BLOTTIAU (Félicien), Docteur ès sciences, Institut d'Optique, 31, avenue Debasseux, Le Chesnay (Seine-et-Oise), présenté par MM. Maréchal et Françon.

Mme GENIN (Jeannine), Attachée de recherches au Laboratoire de Chimie nucléaire, 1 *bis*, avenue Rey-de-Foresta, à Montmorency (Seine-et-Oise), présentée par MM. Chastel et Vigneron.

M. HALBAN (Hans), Docteur ès sciences, Fellow of Saint-Antony's College, a Hill Top Headington Hill, Oxford (Grande-Bretagne), présenté par MM. Rocard et Kastler.

Mme LABERRIGUE-FROLOW (Jeanne), Attachée de recherches au Laboratoire de Chimie nucléaire, 63, rue Claude-Bernard, Paris (5e), présentée par MM. Vigneron et Chastel.

MM. PARDIES (Jean), Assistant de Physique, 30, rue Puységur, à Bordeaux, présenté par MM. Cau et Rousset.

PETIT (Stanislas), Docteur ès sciences, Ingénieur E. S. E., Ingénieur-conseil, 5, rue Clavel, Paris (19e), présenté par MM. J. Yvon et Lallemand.

Mme VIGEAN (Françoise), Assistante à la Faculté des Sciences, 7, rue Ernest-Cresson, Paris (14e). présentée par MM. Destriau et Mattler.

M. WAHL (Roger), Ingénieur I. E. G.-I. R. G., Énergie atomique, 4 *bis*, rue Marcellin-Berthelot, à Montrouge (Seine), présenté par MM. Cassignol et Cohen.

La Communication suivante a été présentée :

Électroluminescence des solides;

par MM. G. DESTRIAU, J. MATTLER et D. CURIE.

1. Indications générales sur les différents types d'effets observés par l'action d'un champ électrique sur les corps solides luminescents : électroluminescence pure (seule envisagée dans ce qui suit), électrophotoluminescence, extinction de la luminescence par le champ.

2. Substances sensibles au champ et réalisation de cellules électroluminescentes.

Variation de la luminance avec le champ, avec la fréquence de ce champ et avec la température.

Ondes de brillance, forme et décalage par rapport aux ondes de tension. Spectre d'émission et modification du spectre. Quelques données pratiques sur la luminance, le rendement et le comportement électrique des cellules.

Présentation de cellules en fonctionnement.

3. Du point de vue théorique, l'émission lumineuse est due à l'excitation des centres luminogènes par chocs d'électrons accélérés dans la bande de conductibilité. On considère les points suivants : rapprochement entre le processus d'accélération invoqué et celui admis dans les théories de la rupture diélectrique, section efficace du choc électrons sur centres, provenance des électrons accélérés, renseignements déduits des ondes de brillance et de l'action de la température, contraste avec les effets superficiels d'émission lumineuse par CSi et d'autres redresseurs.

DESTRIAU G. — *J. Chim. Phys.*, 1936, **33**, 587; 1937, **34**, 462; *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **209**, 36.
DESTRIAU G. et LOUDETTE P. — *J. Physique Rad.*, 1940, **1**, 51.
DESTRIAU G. et SADDY J. — *J. Physique Rad.*, 1944, **6**, 12.
DESTRIAU G. et MATTLER J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1945, **220**, 913; 1946, **223**, 894; *J. Physique Rad.*, 1945, **6**, 227.
DESTRIAU G. — *Phil. Mag.*, 1947, **38**, 700.
PAYNE E. C., MAGER E. L. et JEROME C. W. — *Illuminating Engineering*, 1950, **45**, 688.
CURIE D. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 317.
WAYMOUTH J. F., JEROME C. W. et GUNGLE W. C. — *Sylvania Technologist*, 1952, **5**, 54.
ROBERTS S. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 850.
BERNANOSE A., COMTE M. et VOUAUX P. — *J. Chim. Phys.*, 1953, **50**, 64.
VIGEAN F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1151.
CURIE D. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 510.

SÉANCE DU 17 AVRIL 1953.

Présidence de M. PAUTHENIER.

M. LE PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement

statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. CHAMPION (Pierre), 26, rue Aviation française, à Casablanca (Maroc), présenté par MM. Maréchal et Marandon.

GÜRMEN (Haldun), Ingénieur, Professeur à l'Université technique d'Istanbul, domicilié Taksim Caddesi 97/1-n° 4, à Beyoglu-Istanbul (Turquie), présenté par MM. Maréchal et Marandon.

CRAUSSE (E.), Professeur à la Faculté des Sciences d'Alger, présenté par MM. Wolfers et Blanc-Lapierre.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Effet photomagnétoélectrique des semi-conducteurs;

par MM. P. AIGRAIN
Maître de conférences à Lille,

et H. BULLIARD,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

L'effet photomagnétoélectrique consiste en l'apparition d'une différence de potentiel entre deux extrémités d'une lame semi-conductrice éclairée sur une face dans un champ magnétique. L'effet découvert en 1934 par Kikoïn et Woskow sur la cuprite qui donne des résultats peu reproductibles, a fait l'objet d'une étude théorique et expérimentale au Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure. Le semi-conducteur utilisé était le germanium. Cette étude est résumée et les applications de l'effet à la mesure des propriétés des semi-conducteurs est discutée. Un effet nouveau de photodiamagnétisme est prévu théoriquement.

On décrit rapidement d'autres études en cours au laboratoire.

2. — Effet de champ sur les semi-conducteurs;

par Mme M.-Th. BERNARD-ROLLAND
et M. L. GODEFROY,
Laboratoire de l'École Normale Supérieure.

Lorsqu'une mince couche de semi-conducteur est soumise à un champ électrique perpendiculaire à sa surface, sa résistance varie. L'effet, prévu théoriquement dès 1934 par Liandrat, donne des renseignements intéressants sur les propriétés de surface des semi-conducteurs. Une méthode de mesure développée au laboratoire a permis d'étudier commodément l'effet, même lorsqu'il est faible. Les résultats de mesure sur le tellure sont discutés.

Par ailleurs, l'effet de champ permet d'étudier les diélectriques adjacents aux semi-conducteurs. On décrit quelques phénomènes curieux observés sur du tellure évaporé sur un ferroélectrique (TiO_3Ba).

SÉANCE DU 19 JUIN 1953.

Présidence de M. PAUTHENIER.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

M. ANTHONY (Jean-Pierre), Ingénieur E. P. C. I., Attaché de recherches au C. N. R. S., 120, avenue du Général-Leclerc, Paris (14e), présenté par M. M. de Broglie et Mlle J. Genin.

ATELIERS DE CONSTRUCTIONS D'ISSY-LES-MOULINEAUX, route de la Minière, Satory (Seine-et-Oise), présenté par MM. Maréchal et Marandon.

MM. BRUNNER (Paul, Richard), Licencié ès sciences, Chef du laboratoire météorologique de Léopoldville, c/o Petitpierre B. P. 1129 à Léopoldville (Congo belge), présenté par MM. Bauer et Magat.

COMBE (Jean), Attaché de recherches au C.N. R. S., 3, rue de l'Université, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par MM. Foëx et Pluvinage.

FEIX (Marc), Ingénieur E. S. E., 9, rue de Cadix, Paris (15e), présenté par MM. Chanson et Combe.

GALLE (Jean), Ingénieur, 26, rue Jean-Mermoz, Paris (8e), présenté par MM. Lallemand et Duchesne.

HORNECKER (Georges), Licencié ès sciences, Boursier de stage au C. N. R. S., 3, rue de l'Université, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par MM. Foex et Pluvinage.

HUCHET (Robert), Ingénieur E. S. E., Ingénieur à l'O.N.E.R.A., 25, rue de Douai, Paris (9e), présenté par MM. Surugue et Kling.

MERCIER (Marc), Ingénieur, 9, rue Péclet, Paris (15e), présenté par MM. Lallemand et Duchesne.

MUNSCHY (Gilbert), Licencié ès sciences, Préparateur à l'Institut de Physique, 3, rue de l'Université, Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par MM. Foëx et Pluvinage.

NIFONTOFF (Nicolas), Assistant à la Faculté des Sciences d'Alger, 2, rue Michelet, Alger, présenté par MM. Blanc-Lapierre et Perrot.

RENUCCI (Georges), Assistant à la Faculté des Sciences d'Alger, 9 *bis*, boulevard Pitolet, Saint-Eugène, Alger (Algérie), présenté par MM. Wolfers et Couchet.

ROCHEROLLES (Raymond), Ingénieur A. et M., Ingénieur de recherches à la C. S. F., 27, rue des Poissonniers, Paris (18e), présenté par MM. Gondet et Quevron.

RUAMPS (Jean), Ancien élève de l'E. N. S., Agrégé de Physique, Chef de travaux à la Faculté des Sciences de Lille, 50, rue Gauthier-de-Châtillon, Lille (Nord), présenté par MM. Roig et Schiltz.

TESZNER (Stanislas), Ingénieur-Docteur, Ingénieur Conseil, 49, rue de la Tour, Paris (16e), présenté par MM. Dechêne et Blondin.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Le liquéfacteur d'hydrogène et d'hélium de Bellevue;

par M. R. Spöndlin.

Nous avons construit à Bellevue un liquéfacteur d'hélium qui produit en même temps l'hydrogène liquide nécessaire pour prérefroidir l'hélium. Le circuit de liquéfaction part de la température de 14° K et comprend un échangeur et une détente Joule-Thomson. Le rendement de l'appareil est donné par la différence de température entre le gaz entrant et le gaz sortant à l'extrémité chaude de cet échangeur. Une intégration graphique permet de calculer la différence de température le long de cet échangeur en fonction de la chaleur échangée (*fig.* 1). Pratiquement, toute la chaleur est échangée dans des conditions extrêmement favorables dans le premier tiers de l'échangeur. Les 2/3 de l'échangeur qui restent sont pratiquement à la température de l'extrémité chaude et ne servent qu'à rendre très petite la différence de température (*fig.* 2). Pour nos échangeurs (1), j'ai calculé un Δt à l'extrémité chaude de 0,02° K environ. Ceci donne un rapport de liquéfaction $\varepsilon = 0,19$. Nous liquéfions près de 7 l d'hélium à l'heure.

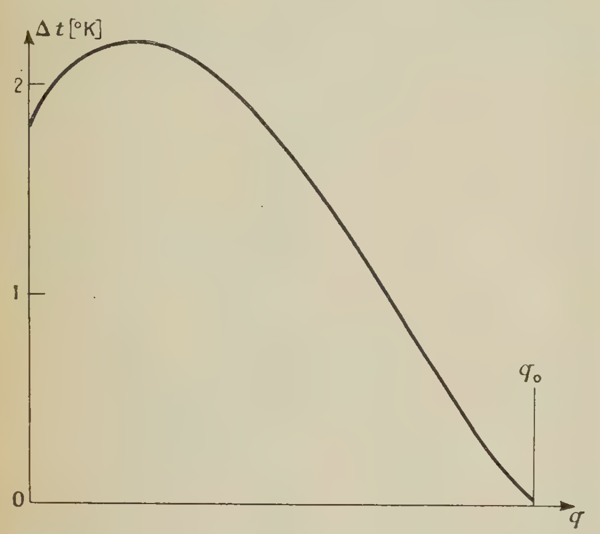


Fig. 1. — Δt en fonction de la chaleur échangée q.

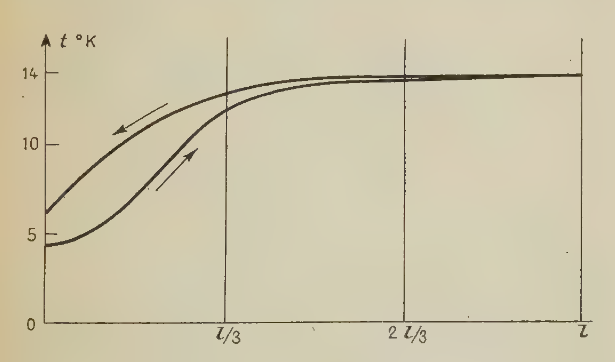


Fig. 2. — Températures du gaz entrant et du gaz sortant le long de l'échangeur.

Pour amener l'hélium sous pression à 14° K, nous avons adopté le système classique de prérefroidissement à l'hydrogène liquide. L'hydrogène nécessaire est liquéfié dans un circuit séparé du même appareil.

L'hélium sous pression ne circule que dans un échangeur à contre-courant d'hélium, et l'hydrogène ne circule que dans un échangeur à contre-courant d'hydrogène. On peut montrer que le rendement obtenu ainsi est supérieur à celui que l'on peut obtenir en partageant les gaz sous pression entre plusieurs échangeurs à contre-courant d'azote, d'hydrogène et d'hélium comme cela se fait généralement (*fig.* 3).

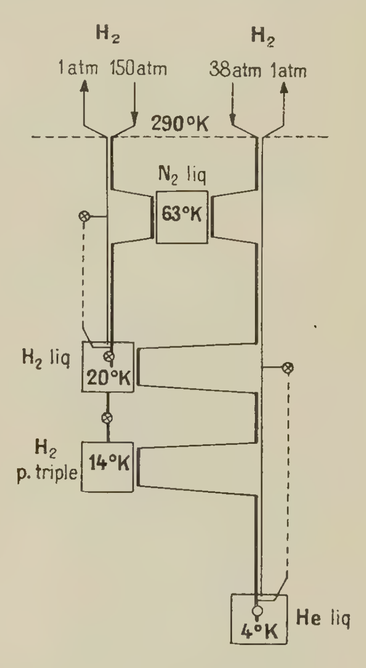


Fig. 3. — Schéma du liquéfacteur de Bellevue.

Nous dépensons actuellement l'équivalent de 0,8 l d'hydrogène liquide pour liquéfier 1 l d'hélium.

Nous pouvons également liquéfier uniquement de l'hydrogène et ceci avec un débit de 6 l à l'heure.

Pour le prérefroidissement de l'appareil, nous avons sur les circuits hydrogène et hélium des bypasses pour mettre hors circuit l'échangeur de liquéfaction.

Ces bypasses nous permettent de mettre l'appareil en froid très rapidement. La mise en route dure 10 mn pour l'hydrogène et 1 h pour l'hélium.

Le circuit hydrogène représente dans ce liquéfacteur un circuit auxiliaire formant pompe à chaleur. On pourrait très avantageusement généraliser l'emploi des circuits auxiliaires avec des gaz différents. On obtiendrait ainsi une liquéfaction en cascade qui aurait un rendement thermodynamique global excellent et qui serait de construction simple et d'entretien facile.

(1) *J. du C. N. R. S.*, n° 15, 1951.

2. — Influence des déformations élastiques sur la supraconductibilité de l'étain;

par MM. C. Grenier, R. Spöndlin et C. Squire.

Introduction. — Kamerlingh Onnes et Sizoo [1], Kan et Lazarev [2] ont mis en évidence un effet des déformations élastiques sur des corps supraconducteurs. Nous avons repris ces travaux pour obtenir un ensemble plus homogène de résultats et arriver à une possibilité de conclusion.

Appareil. — Le spécimen est un monocristal d'étain pur, de forme cylindrique monté dans l'appareil comme l'indique la figure 1. Tensions et pressions mécaniques ainsi que le champ magnétique sont

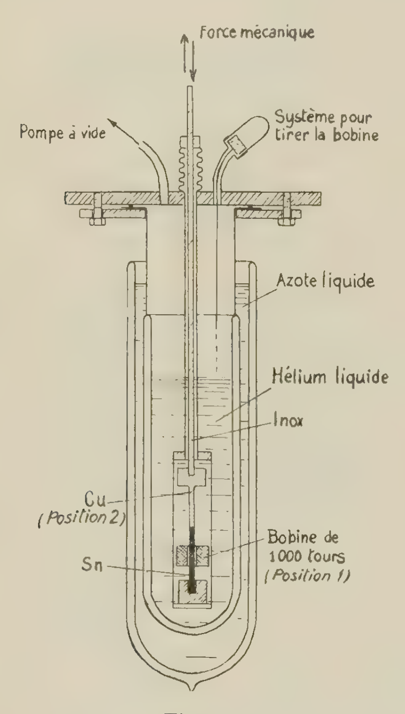


Fig. 1.

appliqués parallèlement à l'axe du cylindre. Une petite bobine coulisse le long de l'axe, d'une position 1 à une position 2 ou vice versa. Dans le cas où l'étain est supraconducteur, les lignes de flux sont chassées en dehors du spécimen (effet Meissner). Il y aura une variation du flux magnétique dans la bobine quand elle passe de 1 à 2, donc une déviation sur le galvanomètre balistique relié à la bobine.

L'appareil est complété par un support, un système de transmission des tensions, un système pour mouvoir la petite bobine, un cryostat pour hélium liquide, un système de pompage avec stabilisation (jusqu'à 2.10^{-3} °K) et contrôle (jusqu'à 2.10^{-4} °K).

Méthode. — Au-dessous d'une température $T_c = 3°{,}742$ l'étain devient supraconducteur. Cette supraconductibilité est détruite par application d'un champ magnétique supérieur à une valeur $H_c(T)$. Dans le plan H, T, la courbe $H_c = H_c(T)$ est pratiquement une parabole,

$$H_c = H_0\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^2,$$

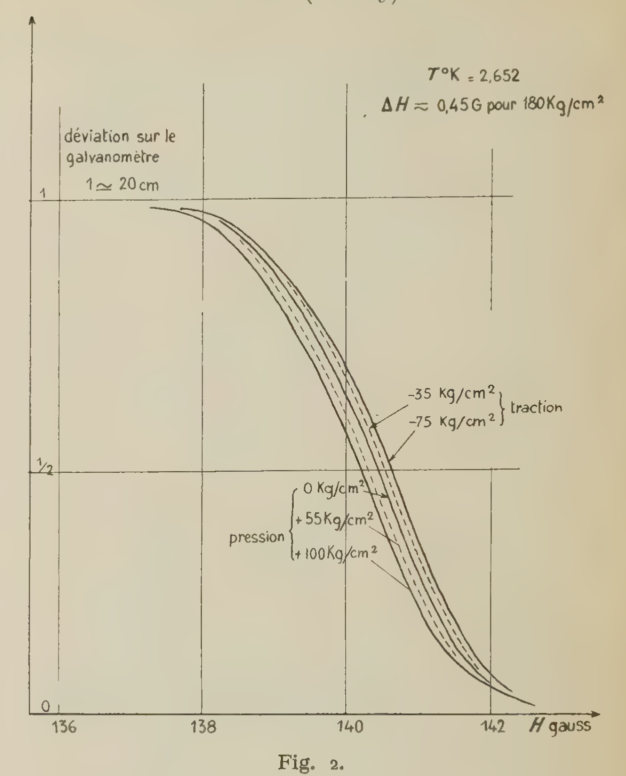


Fig. 2.

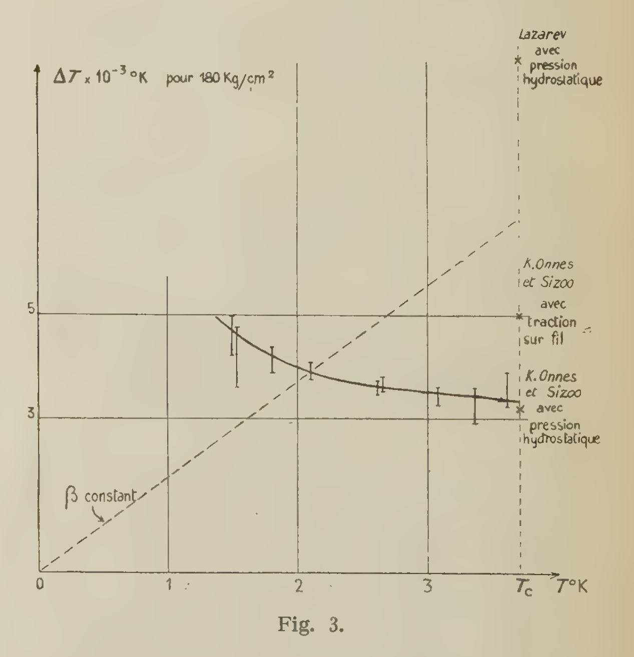


Fig. 3.

qui divise le plan en une région normale et une région supraconductrice.

En se plaçant à température fixe inférieure à T_c dans la zone normale, par diminution du champ magnétique on entre dans la zone supraconductrice.

Le degré de supraconductibilité est indiqué par la grandeur des déviations provoquées sur le galvanomètre balistique (courbe 0, *fig.* 2).

La courbe de transition n'est pas brusque à cause de l'effet démagnétisant des extrémités. L'application de différentes pressions et tractions conduit aux autres courbes de la figure 2. Une traction favorise l'état de supraconductibilité, une pression le diminue. En notant $P > 0$ pour les pressions, $P < 0$ pour les tractions, l'effet est en première approximation proportionnel à P. Dans la plupart des expériences, nous nous sommes contentés de tracer les courbes $P = \pm 90$ kg/cm² et avons ainsi déterminé ΔH_c pour $\Delta P = 180$ kg/cm².

RÉSULTATS. — La figure 3 montre les points expérimentaux de ΔT à différentes températures $\left[\Delta T\right.$ est obtenu par $\left.\Delta H_c = \left(\frac{\partial H_c}{\partial T}\right)\Delta T\right]$ avec les limites d'erreurs indiquées pour chaque point.

DISCUSSION. — *Première interprétation.* — La comparaison avec les résultats de Kan et Lazarev pour des pressions hydrostatiques de 1700 kg/cm² semble conduire au fait que l'effet est proportionnel au changement de volume; une pression hydrostatique provoquant une variation de volume trois fois plus grande qu'une pression longitudinale de même valeur, les valeurs normalisées à 180 kg/cm² sont respectivement 10^{-2} °K pour les pressions hydrostatiques (Kan et Lazarev) et $\simeq 3{,}3 . 10^{-3}$ °K pour les pressions longitudinales à 3,7° K.

Deuxième interprétation. — La théorie de Gorter et Bender avec les potentiels de Gibbs

$$G_n = U_0 - V \cdot \frac{1}{2}\gamma T^2 + G(T)_{\text{réseau}}$$

pour l'état normal et

$$G_s = U_0 - V\left[\beta f - \frac{1}{2}\gamma(1-f)^{\frac{1}{2}} T^2\right] + G(T)_{\text{réseau}}$$

pour l'état supraconducteur, semble indiquer (courbe en trait plein de la figure 3) que seul le terme β (énergie de transition entre les états normal et supraconducteur des électrons) varie, γ (coefficient de la chaleur spécifique des électrons) restant constant. On trouve $\frac{\Delta\beta}{\beta} \simeq -10^{-5}$ pour 1 kg/cm². Le module d'élasticité E_0 étant pris de 320 000 kg/cm², la variation de longueur est

$$\frac{L - L_0}{L_0} = 1 + K + \delta K^2$$

où

$$K = \frac{P}{E_0} \qquad (P > 0 \text{ pour une tension}),$$

ce qui correspond à une variation de module

$$E_p = E_0 - 2\,\delta P$$

où

$$\delta = -\frac{3}{2} - \text{termes inconnus, supposés petits.}$$

La variation d'élasticité est donc

$$\Delta E \simeq -3P \qquad \text{et} \qquad \frac{\Delta E}{E} \simeq -0{,}9 . 10^{-5},$$

donc $\frac{\Delta E}{E} \simeq \frac{\Delta\beta}{\beta}$, à rapprocher du résultat $\frac{\Delta\beta}{\beta} = -\frac{\Delta M}{M}$ (des variations de masses isotopiques) et permettrait l'extension de la proportionnalité de β à $\frac{E}{M}$, donc confirmerait encore l'hypothèse de Fröhlich et Bardeen reliant l'effet supraconducteur à une interaction entre électrons et vibrations du réseau.

[1] *Com. Leiden*, 1925, **16**, n° 180 *b*, 14-26.
[2] *J. exp. and th. Phys. U. R. S. S.*, 1948, **18**, 823.

3. — Spectres de fluorescence de cristaux aromatiques aux basses températures;

par MM. P. PESTEIL et M. BARBARON.

Laboratoire de Recherches physiques de la Sorbonne,
Laboratoire des basses températures, Bellevue.

Étude expérimentale des spectres de fluorescence de monocristaux orientés (tétraphényl 1144, butadiène 13, anthracène, diphényle, acénaphtène) entre 20 et 2° K. La résolution des bandes, larges à la température ordinaire, en raies plus ou moins fines, donne les renseignements suivants sur la transition électronique : position exacte de la raie 0′ — 0″, structure vibrationnelle, orientation du dipôle dans le plan de la molécule. Les résultats sont plus faciles à interpréter que ceux qu'on obtient à la température ordinaire.

Un article détaillé sera publié au *Journal de Physique*.

4. — Dispositifs de mesure absolue des très hautes pressions avec piston libre oscillant ou rotatif et dispositifs de mesure électrique des très hautes pressions

(*présentations d'appareils*);

par MM. James et Jacques BASSET.

Après deux essais précédents de réalisation d'un manomètre de laboratoire précis d'un encombrement réduit et d'une manipulation aisée, un nouveau manomètre à fléau inversé a été construit et muni de deux équipages interchangeables d'entraînement du piston permettant soit un mouvement d'oscillation, soit un mouvement de rotation continue.

La gamme d'utilisation pratique de l'appareil présenté s'étend de 200 à 10 000 kg/cm².

Pour les mesures ne nécessitant pas une grande précision, deux manomètres secondaires électriques ont été réalisés.

Leur fonctionnement est basé sur la mesure de la

variation de résistance électrique d'une bobine manométrique de manganine convenablement stabilisée soit avec une amplification électronique, soit avec alimentation en courant continu redressé et stabilisé.

La gamme de mesure s'étend jusqu'à 14 000 kg/cm².

Un article détaillé sera publié au *Journal de Physique*.

5. — Équation d'état des gaz, méthodes de mesure de variations de volume des fluides jusqu'à 10 000 kg/cm² de pression et 200° et méthode de mesure pour température jusqu'à 1200°;

par MM. James et Jacques Basset.

Un dispositif applicable jusqu'à 10 000 kg/cm² permet de déterminer par séries de points successifs les courbes *P*, *V*, *T* des gaz sans démontage et avec une même charge de fluide.

Jusqu'à 200°, les volumes peuvent être connus à moins de 1/1000ᵉ près.

Un second dispositif permet de déterminer ces courbes jusqu'à des températures de l'ordre de 1200°.

Les volumes peuvent être connus à moins de 1 pour 100 près à ces hautes températures.

Un article détaillé sera publié au *Journal de Physique*.

Réunions communes avec la Société des Radioélectriciens et la Société française des Électriciens.

SÉANCE DU 25 AVRIL 1953.

Les réacteurs nucléaires et leurs applications;

par M. V. Raievski,
Commissariat à l'Énergie atomique,
Centre d'Études nucléaires de Saclay.

Le conférencier étudie l'importance des ressources en énergie apportées par les combustibles nucléaires.

Dans la première partie, il décrit sommairement les phénomènes physiques qui permettent l'entretien d'une réaction en chaîne au sein d'une pile. On insiste particulièrement sur le phénomène de la formation de noyaux fissibles (plutonium) obtenus lors de la capture d'un neutron thermique ou en ralentissement par l'uranium 238, et l'on définit le facteur de conversion.

On étudie ensuite la possibilité de la production d'énergie à partir d'une pile à uranium naturel. On montre qu'avec une pile de ce type on peut espérer brûler 2 à 3 pour 100 de l'uranium, c'est-à-dire tout l'uranium 235 (0,7 pour 100) et environ 2 pour 100 d'uranium 238 converti en plutonium.

La réalisation du meilleur facteur de conversion possible impose tout naturellement la construction de piles à neutrons rapides. Si le facteur de conversion est supérieur à l'unité, la pile fonctionne en « breeder » et l'on peut transformer en combustible nucléaire tout l'uranium 238 et le thorium 232.

Les dimensions critiques d'une pile à neutrons rapides sont suffisamment faibles pour en permettre l'emploi à la propulsion d'engins mobiles.

On donne quelques valeurs sur le tonnage d'uranium nécessaire pour assurer un appoint d'énergie appréciable en France.

On donne quelques estimations extraites de la revue *Nucleonics* sur les prix comparés de l'énergie d'origine thermique et nucléaire.

SÉANCE DU 9 MAI 1953.

Contrôle du réacteur atomique de Saclay;

par MM. J. Weill et C. Leduc,
Ingénieurs au Commissariat à l'Énergie atomique.

On décrit les installations de contrôle du réacteur de Saclay.

La puissance est mesurée par chambres d'ionisation et amplificateur à courant continu. Un vernier permet la mesure de la puissance avec une grande précision. La réactivité de la pile peut être réglée par le niveau d'eau lourde et par des plaques de réglage en cadmium actionnées par télécommande et servomécanisme de positionnement. La réactivité est mesurée et enregistrée par un potentiomètre quotienmétrique à servomécanisme. On a installé des dispositifs de mesure des rayonnements nocifs par chambres d'ionisation. Les températures sont mesurées par des thermocouples et sont enregistrées. La puissance calorifique est mesurée par l'augmentation de température du fluide de refroidissement.

On décrit aussi le circuit général de sécurité qui arrête automatiquement la pile soit en cas de panne d'un des dispositifs essentiels de mesure, soit en cas d'excès de puissance, de réactivité ou de température.

La seconde partie de l'exposé concernait le contrôle des équipements de refroidissement du réacteur de Saclay. Les différents systèmes de refroidissement par circulation de gaz, de liquides, de métaux fondus sont brièvement rappelés.

On étudie ensuite les circuits de refroidissement du réacteur de Saclay :

a. azote sous pression en circuit fermé pour le refroidissement des barres actives;

b. eau en circuit fermé pour le refroidissement de l'azote, les calories étant dissipées dans l'atmosphère;

c. air en circuit ouvert pour le refroidissement de la cuve à eau lourde.

Le circuit d'eau lourde et les installations de recombinaison des vapeurs d'eau lourde sont également décrits.

Ceci permet de déterminer la puissance nécessaire pour l'alimentation des machines (soufflantes, ventilateurs, pompes) des circuits de refroidissement; cette puissance est de l'ordre de 1000 kW.

Après une description des machines, des postes de transformation, du châssis de contacteurs et du pupitre de commande, le fonctionnement de l'ensemble des installations est étudié.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 13 AVRIL 1953.

Conférence en anglais (avec résumé en français) sur le sujet suivant :

Cristaux optiques et films polarisants;

par M. Stanley S. Ballard,

Professor of Physics,
Tufts College and Consultant in Physics,
Polaroid Corporation.

Optical Crystals. — Optical crystals, both natural and synthetic, are finding increasing use in optical instrumentation, particularly for the infrared and ultraviolet regions. Since many of the synthetic materials are quite new, the desired data on their optical, mechanical, and thermal properties are not yet available in the standard handbooks and other usual literature sources. Therefore, a survey was undertaken, shortly after the close of World War II, to bring together all available data on the physical properties of these crystals. When this survey was finished it was realized that the data were very incomplete for many of the newer crystals, especially for the mechanical and thermal properties which are of such importance in the design of optical instruments. Therefore, a project was undertaken at Tufts College by Professor Ballard and his co-workers, especially Dr Lewis S. Combes and Miss Kathryn A. McCarthy, to measure such properties as Young's modulus, elastic limit, modulus of rupture, and cold flow. Also, studies were made of the strain patterns that were set up in crystal bars stressed in flexure. This examination can be readily made by placing the bar between crossed polarizers. If an optical retardation plate is added, brightly colored patterns result, in which the areas strained in compression show a different color from those under tension strain. Slip bands also show up prominently. A complete interpretation of these interference patterns would be most valuable for optical crystals, and could perhaps be extrapolated to give some understanding of the strain processes in metals : The optical crystals have a similar structure to the metals, and have the advantage of being transparent so that they can be examined with the powerful techniques of transmitted-light optics.

A special program has been set up for measuring the thermal conductivity of poor conductors such as optical crystals. A comparison method is employed in which the thermal conductivity of the sample is measured against that of a standard material, such as crystal quartz or Pyrex glass, for which the values are well known. The equipment is especially designed so that samples as small as a centimeter cube can readily be tested. The temperature range covered is — 50 to 150° C. Measurements show that as the temperature is increased, the thermal conductivity of some crystals increases and that of others decreases. There is no general theory for this relationship. Measurements have also been made with crystals that are non-isotropic for thermal conductivity, with the heat flow first parallel to and then perpendicular to the optic axis. Curves plotted of temperature versus the ratio of the thermal conductivity for heat flow in these two directions are straight lines, which suggests that a fairly simple theory should be applicable. Further study of this subject is now in progress.

Another special equipment has recently been completed, with which the temperature coefficient of thermal expansion of similarly small samples of optical crystals or other materials can be determined, in a temperature range from — 50 to 200° C.

Sheet Polarizers. — The dichroism of tourmaline was discovered by Jean Baptiste Biot in 1815, but many years elapsed before the phenomenon of linear dichroism was used successfully in a large-area sheet polarizer. The English physician W. B. Herapath discovered in 1852 that a certain compound of quinine and iodine gave tiny crystals which were highly dichroic. There were efforts made for many years to grow large single-crystal plates of this socalled herapathite, but such polarizers have never been widely used. In 1926 a young American physicist, Edwin H. Land, became interested in the feasibility of producing large-area sheet polarizers. He arrived at the conception that a better process would be to use many of the small crystals, and orient them uniformly so as to obtain a large-area polarizer. In 1932 he announced success with a herapathite type polarizer in which the micro-crystals had been oriented by a viscous flow process — this material is commonly known as the J polarizer produced by the Polaroid Corporation.

A new type of polarizer in which the unit is molecular in size was subsequently developed, during the late 1930's. This is the Polaroid H polarizer, which is made by absorbing iodine in a stretched sheet of the water-clear plastic, polyvinyl alcohol; the absorbed iodine produces the dichroism and the stretching the desired orientation. Different classes of the H polarizer can be made by varying the area concentration of the dichromophore : the complex of polymeric iodine with polyvinyl alcohol. Thus, polarizers with average transmittances across the visible spectrum of 40-38, 32, and 24-22 per 100 are available. Actually, these are good neutral filters, with only a slight drop-off of transmittance at the blue end.

The transmittance through two polarizing filters when oriented in the crossed position — that is, with their polarizing axes at 90° to each other — is a measure of the efficiency of the polarization. For the above-noted three classes of H polarizers, typical transmittance values are respectively 0.03, 0.01 and 0.001 per 100 across the middle of the visible spectrum. Thus higher transmittance is achieved at the expense of less complete extinction, and vice versa, as would be expected.

For some uses such as polarizing viewers for three-dimensional motion pictures or cloud contrast enhancement in photography, the high transmittance is desirable; for some laboratory uses very good extinction is needed and lower transmittance can be tolerated because artificial illumination is employed. Therefore, one should select a sheet polarizer with the transmission and extinction properties best suited to the task at hand.

A new type of sheet polarizer effective in the near infrared region from about 0.8 to 2.8 μ has recently become available; it is called HR polarizer.

Of special interest in color matching and colorimetry are the dye polarizers that are effective over only part of the visible spectrum. Thus the rotation of an ordinary polarizer in front of such a dye polarizer varies the saturation of the transmitted light from that approaching white to that of the most highly saturated color which the dye can give. If two different dye polarizers, for example a red and a green, are placed together in the crossed position and an ordinary polarizer is rotated in the beam of light, there is a smooth transition from one hue to the other. Many applications are appearing for this simple method of continuously varying saturation or hue, and dichroic dyes are available which permit matching most of the hues of the C. I. E. chromaticity diagram.

SÉANCE DU 18 MAI 1953.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Compte rendu du Colloque d'Optique physiologique de Madrid (15-21 avril 1953);

par M. Y. Le Grand,

Laboratoire de Physique du Muséum National d'Histoire naturelle.

Quatre Conférences firent le point de quelques problèmes visuels importants : vision binoculaire (Le Grand), vision des couleurs (Stiles), électrophysiologie rétinienne (Granit), photochimie (Wald). En outre, de nombreuses Communications furent présentées sur des sujets très variés : optique ophtalmique et instrumentale; dioptrique oculaire, accommodation, pupille; vision binoculaire; seuils visuels; couleurs; anomalies de la vision des couleurs; physiologie de la rétine. Un compte rendu assez détaillé en a parn dans le numéro de mai 1953 des *Annales d'Optique oculaire*, périodique français consacré aux problèmes de la vision, et qui en est à sa seconde année d'existence.

2. — Aberration sphérique de l'œil. Convergence des yeux aux faibles luminances;

par M. A. Ivanoff,

Laboratoire de Physique du Muséum National d'Histoire naturelle.

Aberration sphérique de l'œil. — Résultats des mesures de l'aberration sphérique de 10 yeux, dans le méridien horizontal, pour 0; 1,5 et 3 δ d'accommodation, par la méthode de parallaxe déjà utilisée par l'auteur en 1946. Les valeurs moyennes sont sensiblement les mêmes que celles déjà établies en 1946 : l'aberration augmente rapidement pour des distances à l'axe inférieures à 0,75 mm et reste ensuite sensiblement constante, de l'ordre de + 0,85 δ pour l'œil désaccommodé, de l'ordre de — 0,05 δ pour l'œil accommodé de 1,5 δ, et de l'ordre de — 0,55 δ pour l'œil accommodé de 3 δ.

Convergence des yeux aux faibles luminances. — Étude de la convergence des yeux par une méthode subjective, la luminance du test variant de 1 à 10^{-6} nt. Pour l'unique observateur étudié jusqu'à présent, en vision rapprochée (test à 20 cm) les yeux divergent au fur et à mesure que la luminance diminue, tandis qu'en vision éloignée (test à 1,50 m) les yeux convergent au fur et à mesure que la luminance diminue. A 10^{-6} nt les deux lignes de visée convergent à 60 cm environ des yeux. Il est probable que la presbytie et la myopie nocturnes sont liées à ces particularités de la convergence des yeux aux faibles luminances.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 29 MAI 1953.

Radiations émises par des noyaux orientés à très basse température;

par MM. N. Kurti et H. Halban,

Clarendon Laboratory, Oxford.

Aspects cryomagnétiques. — Les méthodes d'orientation de noyaux, soit par un champ magnétique extérieur, soit par des champs cristallins sont discutées. Une courte description des techniques de refroidissement est donnée.

Aspects de physique nucléaire. — On a observé que la radiation γ émise par des noyaux orientés montre une anisotropie considérable. Il est possible d'en déduire les changements de moments angulaires dans des transitions β et γ. L'observation de la direction de polarisation de la radiation électromagnétique permet de distinguer entre multipôles électriques et magnétiques.

SECTION SUD-OUEST
(*Bordeaux*).

SÉANCE DU 23 AVRIL 1953.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Calculs optiques en cristallographie ;

par M. Lipson,
Directeur de l'Institut de Physique
de la Faculté de Technologie de Manchester.

(*) **2. — Description d'un rétigraphe**
(*appareil permettant la photographie directe du réseau réciproque d'un cristal*);

par MM. R. Gay et J. Clastre.

Parmi les appareils destinés à l'étude de la diffraction des rayons X par les cristaux, le rétigraphe est le seul qui donne une représentation directe et sans déformation de l'espace réciproque. Il a été construit pour la première fois par de Jong et Boumann [1], puis par Buerger [2], Amoros [3] et Rimsky [4].

On sait que la diffraction d'un faisceau de rayons X monochromatique par un cristal, correspond à une analyse de Fourier à trois dimensions

$$F(\mathrm{hkl}) = \iiint \rho(x, y, z) \times \exp[-\mathrm{i}2\pi(\mathrm{h}x + \mathrm{k}y + \mathrm{l}z]\,dx\,dy\,dz,$$

$\rho(x, y, z)$ étant la densité électronique du cristal au point (x, y, z) et F (hkl) le facteur de structure du cristal relatif au plan (hkl) du cristal. Géométriquement, les facteurs de structure se disposent aux nœuds d'un réseau tripériodique, appelé réseau réciproque du réseau de Bravais du cristal. L'orientation du réseau réciproque est liée à celle du cristal : si l'on fait tourner le cristal autour d'un axe quelconque, le réseau réciproque tourne en synchronisme autour d'un axe parallèle.

Physiquement, les facteurs de structure représentent l'amplitude diffractée par chaque plan réticulaire (hkl) du cristal.

Le rétigraphe permet de photographier directement la distribution tripériodique des carrés des facteurs de structure $|F(\mathrm{hkl})|^2$ en la décomposant en plans parallèles successifs, par exemple les plans contenant les nœuds hko, hk1, ..., hkn. Il est alors possible, par la connaissance des facteurs de structure attachés en chaque nœud du réseau réciproque, de calculer, par une synthèse de Fourier, la densité électronique en chaque point du cristal

$$\rho(x, y, z) = \Sigma\Sigma\Sigma\, F(\mathrm{hkl}) \exp[\mathrm{i}2\pi(\mathrm{h}x + \mathrm{k}y + \mathrm{l}z)].$$

Principe de l'appareil. — Dans l'espace réel, la réflexion d'un faisceau de rayons X de longueur d'onde λ, sur un plan réticulaire (hkl), n'a lieu que si la relation de Bragg

$$2\,d(\mathrm{hkl}) \sin\theta = \lambda,$$

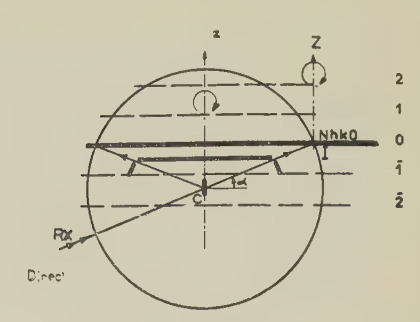


Fig. 1.

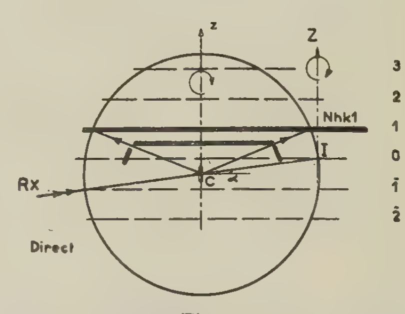


Fig. 2.

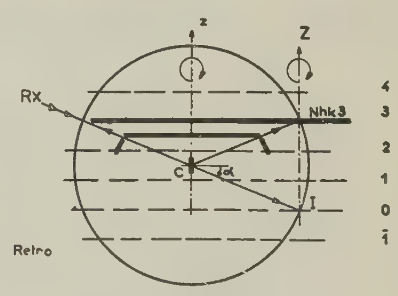


Fig. 3.

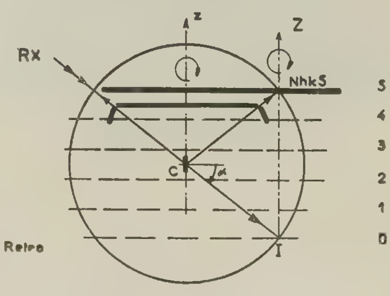


Fig. 4.

est satisfaite, c'est-à-dire si le plan (hkl) fait l'angle θ avec le faisceau de rayons X.

Dans l'espace réciproque, cette condition de Bragg est réalisée quand le nœud N (h, k, l) du réseau

réciproque passe sur une sphère appelée sphère de réflexion, centrée sur le cristal et de rayon $1/\lambda$. L'origine I du réseau réciproque (nœud o, o, o) est alors le point d'intersection du faisceau de rayons X et de la sphère de réflexion. La droite CN_{hkl} représente le faisceau diffracté par le plan (hkl) du cristal; ce plan bissecte l'angle ICN_{hkl} (*fig.* 1).

Aussi, si l'on fait tourner le cristal C autour d'une de ses rangées principales Cz = (001), son réseau réciproque d'origine I tourne en synchronisme autour de l'axe IZ, parallèle à Cz, et ses différents plans hko, hk1, ..., hkn, coupent la sphère de réflexion de centre C et de rayon CI, suivant de petits cercles équidistants sur l'axe commun Cz. A un plan réciproque de niveau n (contenant les taches hkn) correspond un cône d'axe Cz dont la base est le cercle de niveau n. Les rayons diffractés produisant les taches hkn sont les génératrices du cône.

Par conséquent, pour obtenir la photographie exacte, sans déformation, d'un plan quelconque du réseau réciproque, il suffit de placer le film photographique dans le plan choisi, de le faire tourner dans son plan autour de l'axe IZ en synchronisme avec le cristal et de disposer un cache portant une fente circulaire, ne laissant passer que les rayons du cône correspondant au plan étudié.

Description de l'appareil (*fig.* 5). — Le rétigraphe réalisé satisfait aux conditions énoncées précédemment.

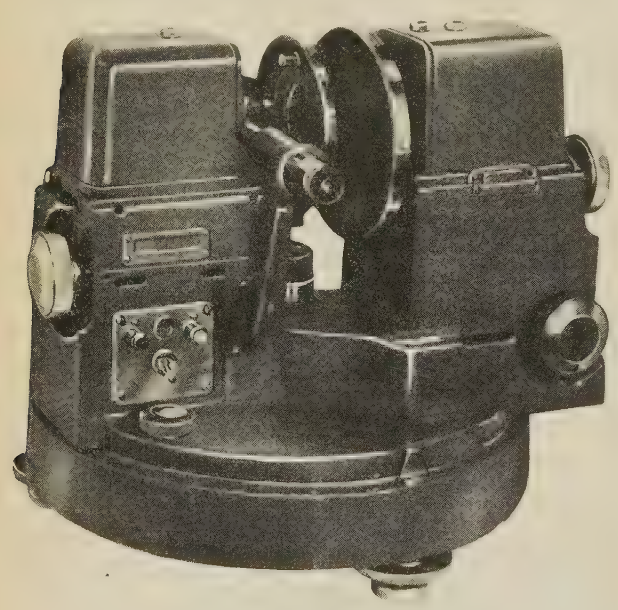


Fig. 5.

Le cristal est porté par un support « goniométrique », commandé par vis permettant d'effectuer son réglage parfait sous l'objectif d'un viseur lié à l'appareil.

Le film est porté par un châssis muni d'une queue d'aronde assurant son interchangeabilité ainsi qu'un positionnement rigoureux. L'entraînement simultané du film et du cristal est assuré au moyen de deux moteurs synchrones.

Le bloc porte-film est monté sur deux mouvements rectangulaires à queue d'aronde, repérés au moyen de verniers et commandés par des boutons moletés permettant le réglage exact du centre de rotation du film.

Le cache mobile à fente circulaire interchangeable est porté par un mouvement identique, à vis, et repéré par vernier, permettant de faire varier avec précision l'ouverture du cône de réflexion.

L'ensemble de l'appareil peut tourner dans un plan horizontal autour d'un axe CH passant par le cristal pour faire varier le point d'incidence du faisceau sur la sphère de réflexion. Cette rotation est repérée sur un cercle gradué en degrés (angle α d'incidence).

Le collimateur est interchangeable et monté sur un emmanchement conique définissant sa position avec une grande précision.

Un dispositif intégrant commandé par un moteur asynchrone auxiliaire, permet d'homogénéiser les noircissements des taches de diffraction et, par conséquent, d'augmenter la précision des mesures photométriques de ces taches; il peut être enclenché à volonté.

Fonctionnement de l'appareil. — Selon la distance du plan étudié à l'origine I du réseau réciproque, l'appareil est utilisé soit à cône constant soit à cône variable.

Pour le plan hko et les premiers plans hk1, ..., hkn, le montage est dit à « cône de diffraction constant » (*fig.* 1, 2). Seule l'origine I du réseau réciproque se déplace sur la sphère de réflexion, par rotation de l'ensemble de l'appareil autour de l'axe CH. Il faut aussi déplacer latéralement le film photographique dans son plan, pour amener son centre de rotation O sur IZ. Ce mode de fonctionnement est utilisé jusqu'à la position « rétro », c'est-à-dire jusqu'à ce que le faisceau incident de rayons X soit confondu avec une génératrice du cône de réflexion (*fig.* 3).

Pour les plans supérieurs, le fonctionnement est dit à « *cône variable* », le faisceau incident étant toujours confondu avec une génératrice du cône. On déplace à la fois l'ensemble de l'appareil, le film et le cache (*fig.* 4).

Un abaque permet de déterminer rapidement, suivant la position sur IZ du plan réciproque que l'on veut photographier, l'angle d'incidence α des rayons X sur le cristal, ainsi que la position du centre du film et du cache. Ces valeurs doivent être lues sur les verniers du rétigraphe.

Applications de l'appareil. — 1° *Étude des structures cristallines*. — Le rétigraphe permet d'obtenir successivement et à la même échelle les différents plans du réseau réciproque, les extinctions systématiques constatées donnant immédiatement et sans dépouillement le groupe spatial du cristal.

La mesure des intensités des taches après homogénéisation par le dispositif intégrant, donne les carrés des facteurs de structure du cristal, au facteur de Lorentz près.

Les corrections d'absorption se simplifient car les taches données par le rétigraphe sont toutes identiques (montage à cône constant), ce qui contribue à améliorer considérablement la précision des mesures.

2° *Étude des imperfections cristallines.* — L'utilisation d'un cache à fente circulaire fine permet, pra l'analyse systématique section par section de l'espace réciproque, d'étudier les figures de « diffusion » que l'on observe souvent en dehors des conditions de Bragg (en dehors des nœuds réciproques), et qui sont causées par ces imperfections.

Jusqu'à ces derniers temps, les textures et les imperfections cristallines ont été peu étudiées, faute de technique adéquate. Les diffusions thermiques dues à l'effet des ondes thermiques stationnaires dans le cristal, les diffusions de Guinier-Preston dues aux déformations qui précèdent l'apparition d'un précipité dans une solution solide, et celles dues à l'ordre à petite distance, sont les seuls types de diffusion qui ont fait l'objet d'un commencement d'études. La plupart des diffusions observées sont encore inexpliquées et ne pourront l'être qu'après une étude expérimentale précise. Par superposition de coupes systématiques aussi serrées que possible, on peut reconstituer ces figures de diffusion dans l'espace réciproque. Ces observations ne peuvent se faire qu'en rayonnement monochromatique. On remplace alors le collimateur par un monochromateur courbe (les deux sont interchangeables), et l'on utilise un écran, à fente circulaire fine, permettant de photographier « tranche par tranche » l'ensemble de l'espace réciproque avec un pouvoir séparateur de l'ordre de 0,004 $Å^{-1}$. Cette technique, plus délicate que la première, est en cours de mise au point; seule une grande précision mécanique, réalisée sur notre appareil, permettra une exploration complète des figures de diffusion.

[1] DE JONG W. F. et BOUMANN J. — *Z. Krist*, 1938, **98** A, 456.
[2] BUERGER M. J. — *Amer. Soc. for X-ray and electron diffraction*, Monographie n° 1, 1944.
[3] TORROJA J. M., PAJARES E. et AMOROS J. L. — *J. Sc. Instrum.*, 1951, **28**, 44.
[4] RIMSKY A. — *Bull. Soc. franç. Miner. et Cristall.*, 1952, **75**, 500.

SÉANCE DU 18 JUIN 1953.

Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Homocharges dans les huiles isolantes sous l'influence d'une différence de potentiel continue;

par M. R. GUIZONNIER,

Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Entre deux cylindres de laiton nickelé, coaxiaux (hauteur 9 cm, diamètres 5 et 4,4 cm), immergés dans l'huile étudiée, on établit une différence de potentiel continue. Une aiguille fine de platine, couverte de vernis sauf à une extrémité, plongeant par cette dernière dans l'huile, entre les deux cylindres, sert de prise de potentiel; elle est reliée à un électromètre de faible capacité (20 pF).

COURBES EXPÉRIMENTALES RELATIVES A L'HUILE DE PARAFFINE METTANT EN ÉVIDENCE LA FORMATION D'HOMOCHARGES. — 1° *Un des cylindres est positif, l'autre est au sol.* — La figure 1 résume les résultats obtenus par application d'un champ voisin de 1500 V/cm; les courbes 1, 2, 3, 4, se rapportent à des temps croissants d'expérience respectivement égaux à 0, 24, 30, 48 h.

L'équation de Poisson va nous permettre de discerner le signe et la répartition des charges spatiales. Afin de simplifier les calculs, nous assimilerons la répartition des potentiels entre les deux cylindres à celle qui existerait entre deux plateaux ayant entre eux une épaisseur égale à l'intervalle entre les cylindres (de ce fait, l'écart relatif entre valeurs extrêmes du champ ne dépasse pas 1/7). Si h est la distance d'un point dans l'huile, entre les deux

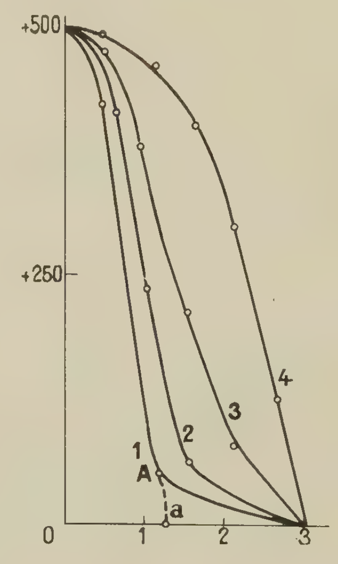


Fig. 1. — En abscisse, distance h en mm au cylindre positif; en ordonnée, potentiel V en volts par rapport au sol.

cylindres, comptée positivement dans le sens du champ, ρ et V étant respectivement la charge spatiale et le potentiel au point considéré, on a

$$-\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}h}\left(\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}h}\right) = 4\pi\rho.$$

Intégrant de h_1 à h_2 quelconques, ρ_m étant la charge spatiale moyenne entre h_1 et h_2,

$$\left(\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}h}\right)_1 - \left(\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}h}\right)_2 = 4\pi\rho_m(h_2 - h_1). \qquad (1)$$

La courbe 1 (*fig.* 1) a une pente négative qui, jusqu'à la distance Oa correspondant au coude A de la courbe, croît en valeur absolue à mesure que h croît. Donc il se forme, suivant l'épaisseur Oa, des charges spatiales positives, par suite de même signe que celui de l'électrode qui n'est pas reliée au sol. Considérons les courbes 2, 3, 4 : à mesure que le temps d'expérience se prolonge, l'épaisseur s'accroît jusqu'à ce que les charges spatiales envahissent tout l'intervalle entre les deux cylindres (courbe 4) :

le champ est alors nul au voisinage de l'électrode qui n'est pas au sol (tangente horizontale au début de la courbe). La formule (1) donne pour ρ_m, dans le cas de la courbe 4, $\rho_m = 3{,}3$ u. é. s. C. G. S. et, pour la somme des charges spatiales entre les deux cylindres,

$$Q = 1{,}3 . 10^2 \text{ u. é. s. C. G. S.}$$

Appliquons le théorème de Gauss à une surface fermée, enveloppant le cylindre intérieur, passant, entre les cylindres, au voisinage du cylindre extérieur positif, où le champ est nul, et dans le métal du cylindre intérieur : le flux sortant est nul, donc la face interne du cylindre intérieur doit être couverte

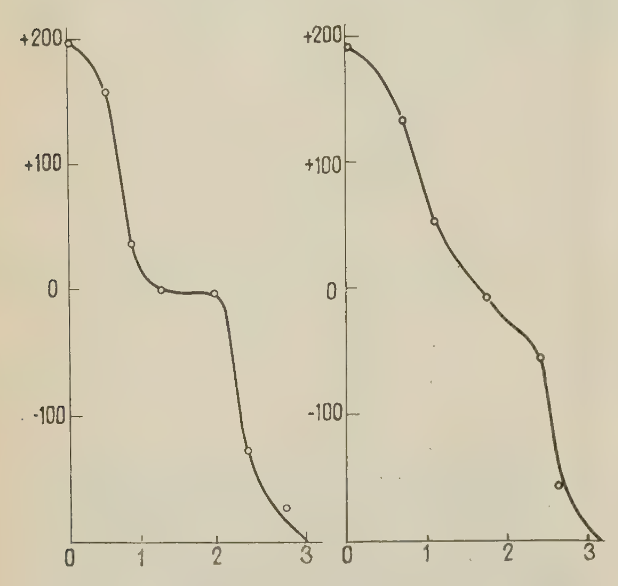


Fig. 2 et 3. — En abscisse, distance h en mm au cylindre positif; en ordonnée, potentiel V en volts par rapport au sol.

d'une charge Q' qui vaut, en valeur absolue, la somme Q des charges spatiales et de signe opposé à celui de ces dernières. En prenant $K = 2{,}1$ pour pouvoir inducteur spécifique de l'huile on trouve que la charge de condensateur, pour la différence de potentiel appliquée 500 V, est bien voisine de $1{,}3 . 10^2$ u. é. s. C. G. S.

2° *Un des cylindres est négatif, l'autre est au sol.* — On obtient des courbes analogues à celles de la figure 1 pour un champ de même ordre. L'équation de Poisson donne en valeur absolue $\rho_m = 2{,}4$ u. é. s. C. G. S., valeur plus faible que celle qui concernait les charges positives. La courbe finale n'indique pas un champ nul au voisinage du cylindre qui n'est pas au sol.

3° *Un cylindre est positif, l'autre est négatif.* — Le cylindre extérieur est, par rapport au sol, au potentiel $+ 200$ V, l'autre au potentiel $- 200$ V. Les figures 2 et 3 indiquent respectivement la répartition des potentiels dès le début de l'expérience et quand la courbe a atteint sa forme définitive. Le sens des courbures montre bien la formation des charges positives au voisinage du cylindre positif, négatives au voisinage du cylindre négatif. A mesure que le temps se prolonge ces charges se rapprochent les unes des autres, formant finalement entre elles au milieu des deux cylindres, une densité de résultante nulle.

Autres huiles dans lesquelles il se produit des homocharges. — L'huile de silicone 200 C sèche, l'huile pour transformateurs Diala 902 après avoir été maintenue quelques jours à 60° en présence d'acide sulfurique, l'huile de vaseline incolore dans les mêmes conditions et de la même façon que l'huile de paraffine, fournissent des homocharges.

Conclusion. — Ces résultats confirment la théorie de Gross [1] relative à la formation d'homocharges dans les électrets, d'après laquelle ces homocharges se forment à l'interface électrode-diélectrique et progressent lentement à l'intérieur du diélectrique.

[1] Gross. — *Phys. Rev.*, 1944, **66**, 26.

(*)

2. — Étude expérimentale, dans la bande des 1000 MHz, de l'émission et de la réception des antennes hélicoïdales;

par M. J. Breton,
Assistant à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

L'émission et la réception des antennes hélicoïdales ont été étudiées par Kraus [1] pour des fréquences comprises entre 300 et 500 MHz. J'ai repris au laboratoire de M. Servant quelques-unes de ses expériences, en les réalisant cette fois dans la bande des 1000 MHz.

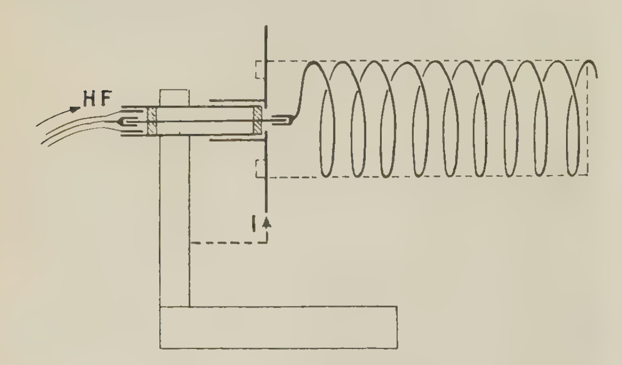


Fig. 1 A. — Hélice émettrice.

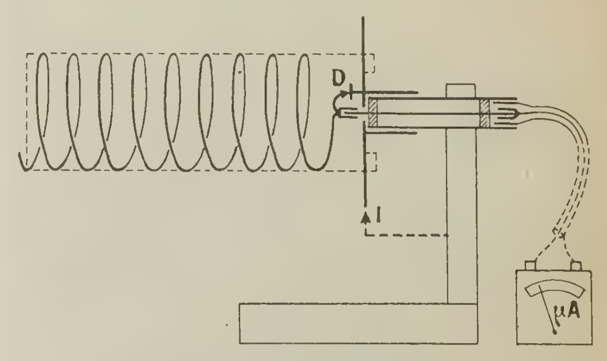


Fig. 1 B. — Hélice réceptrice.

1. Montage utilisé. — J'ai employé un émetteur constitué par une lampe phare 2 C 40 montée en oscillateur « grille à la masse » entre deux cavités coaxiales de dimensions variables convenablement couplées. La longueur d'onde obtenue peut varier entre 24 et 48 cm. Les expériences ont été effectuées pour $\lambda = 27{,}5$ cm.

1° *Antennes hélicoïdales émettrices.* — Elles sont constituées par un fil de cuivre de diamètre 20/10 mm, enroulé en hélice (supportée par un châssis léger en bakélite H. F.). Les hélices utilisées ont pour longueur 600 mm et comportent neuf spires. Elles ont pour « diamètre » 85 mm; leur pas est de 66 mm (correspondant à un angle de 13,5°).

L'une des extrémités des hélices est libre, l'autre est raccordée au conducteur central d'une section coaxiale d'adaptation; cette dernière, longue de 70 mm (environ $\lambda/4$), sert en même temps de support à un disque « réflecteur » en laiton de 150 mm de diamètre. Ce disque est relié à la gaine extérieure de la section d'adaptation autour de laquelle il peut tourner, entraînant ainsi l'hélice (*fig.* 1 A ou 1 B) autour d'un axe horizontal. Un index I permet de repérer les rotations.

Un câble coaxial, d'impédance caractéristique 75 Ω, permet de raccorder les hélices à l'émetteur.

Les hélices utilisées sont de deux sortes : hélices *droites* (se *vissant* à droite) et hélices *gauches* (se *vissant* à gauche).

2° *Antennes hélicoïdales réceptrices.* — Leurs caractéristiques géométriques sont exactement semblables,

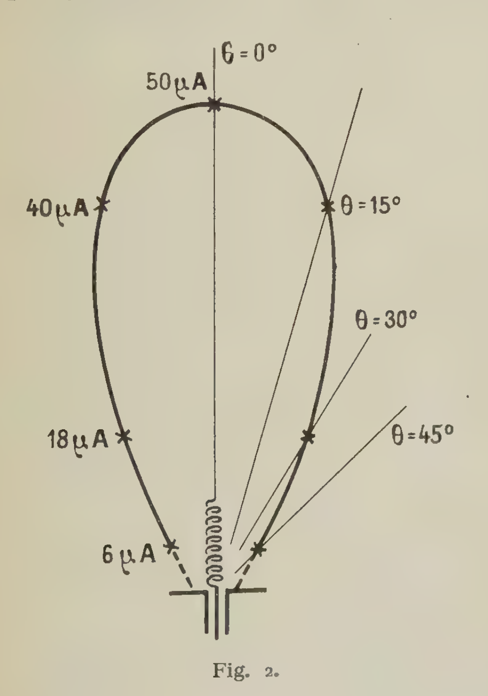


Fig. 2.

mais elles comportent en plus un dispositif D de détection du courant H. F. constitué par un cristal 1 N 21; celui-ci est branché entre la jonction hélice-section d'adaptation et le bord intérieur du réflecteur (*fig.* 1 B). Un câble coaxial 75 Ω relie la sortie de l'hélice à un appareil de mesure (micro-ampèremètre 0-100 μA).

2. Observations générales. — 1° *Directivité des*

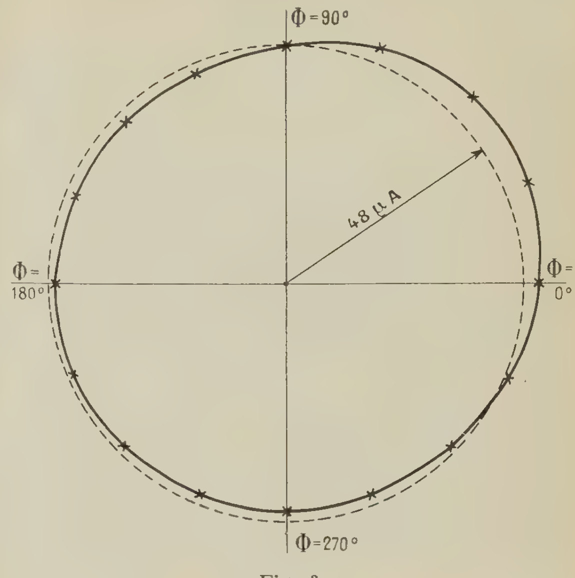


Fig. 3.

antennes hélicoïdales. — En utilisant une hélice émettrice gauche et une hélice réceptrice gauche, situées à 10 m l'une de l'autre (*voir* plus loin) et en faisant varier la direction de l'hélice émettrice, j'ai pu obtenir le diagramme de directivité ci-contre (*fig.* 2). On voit donc que, dans les conditions d'utilisation indiquées, l'émission se fait surtout dans la direction de l'axe.

2° *Polarisation circulaire.* — On utilise comme antenne émettrice une hélice gauche. Le récepteur est successivement un doublet, puis une hélice gauche, placés en direction de l'axe. Dans les deux cas, si l'on fait tourner le récepteur (ou l'émetteur) sur lui-même, on constate que le courant I reçu ne varie pratiquement pas en fonction de l'azimut. Il ne s'agit pas d'une dépolarisation car, ainsi qu'on le verra plus loin, une hélice gauche ne reçoit rien d'une hélice droite.

Exemple : Figure 3 relative au système hélice-hélice à 10 m.

3° *Gain d'une hélice par rapport à un doublet récepteur.* — L'antenne émettrice étant une hélice gauche par exemple, le courant reçu à 10 m avec un doublet rectiligne accordé, vaut 5 μA. Si l'on remplace le doublet par une hélice gauche, le courant atteint alors 48 μA.

3. Expériences fondamentales. — On réalise à l'aide d'hélices droites et gauches les combinaisons suivantes, et l'on obtient alors, pour une distance de 10 m :

hélice émettrice droite-hélice réceptrice droite :

$$I = 48 \ \mu\text{A};$$

hélice émettrice droite-hélice réceptrice gauche :

$$I = 1,5\ \mu A;$$

hélice émettrice gauche-hélice réceptrice gauche :

$$I = 48\ \mu A;$$

hélice émettrice gauche-hélice réceptrice droite :

$$I = 1,5\ \mu A.$$

4. Conclusion. — Ces expériences, effectuées dans la bande des 1000 MHz, confirment l'intérêt des hélices multispires, fonctionnant en « mode axial » : grande directivité, polarisation circulaire de l'onde émise et, propriété fondamentale au point de vue polarimétrique : des hélices gauche et droite émettent des circulaires inverses et une hélice ne peut recevoir que l'onde plane polarisée circulairement qu'elle est capable d'émettre.

Des expériences sont en cours pour la réalisation d'un analyseur elliptique.

[1] Kraus J. D. — *Antennas*, Mc Graw-Hill Books, 1950, p. 173; *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 1949, **73**, 263.
Smith D. — *Electronics*, 1950, 72.

SECTION MÉDITERRANÉE.
(Marseille).

SÉANCE DU 28 FÉVRIER 1953.

Présidence de M. Canac.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Sur la détermination « simultanée » des constantes optiques et de l'épaisseur des lames minces absorbantes ;

par M. D. Malé.

La plupart des déterminations des constantes optiques des lames minces absorbantes ont été faites par la méthode de H. Murmann [1]. Dans cette méthode, les constantes optiques sont déduites de la mesure de l'épaisseur de la lame étudiée et de la mesure de ses facteurs de réflexion et de transmission en incidence normale, l'épaisseur étant obtenue le plus souvent en pesant le dépôt et en supposant que sa densité est constante et égale à celle du corps massif.

L'hypothèse faite sur la densité du dépôt n'étant pas conforme à la réalité conduit à des erreurs importantes sur les valeurs des constantes optiques. De plus, la méthode de Murmann conduit à deux solutions possibles. Il est donc nécessaire de reprendre les déterminations des constantes optiques des lames minces par une méthode rigoureuse permettant d'obtenir *simultanément* les valeurs des constantes optiques et de l'épaisseur.

Pour résoudre ce problème [2], nous avons tracé systématiquement les courbes donnant, pour différentes valeurs possibles des indices de réfraction ν et d'extinction $\varkappa$, les variations, en incidence normale, des facteurs de réflexion dans l'air R et dans le verre R', du facteur de transmission T et des changements de phase à la réflexion Δ et Δ', en fonction de la quantité $\delta = 4\pi\nu d/\lambda$ (d, épaisseur de la lame; λ, longueur d'onde dans le vide de la radiation utilisée).

Partant de la valeur expérimentale de T par exemple, on lit sur les courbes les valeurs R, R', δ qui pourraient théoriquement lui correspondre.

On trace ensuite, en fonction de ν pour différentes valeurs de $\varkappa$, ou en fonction de $\varkappa$ pour différentes

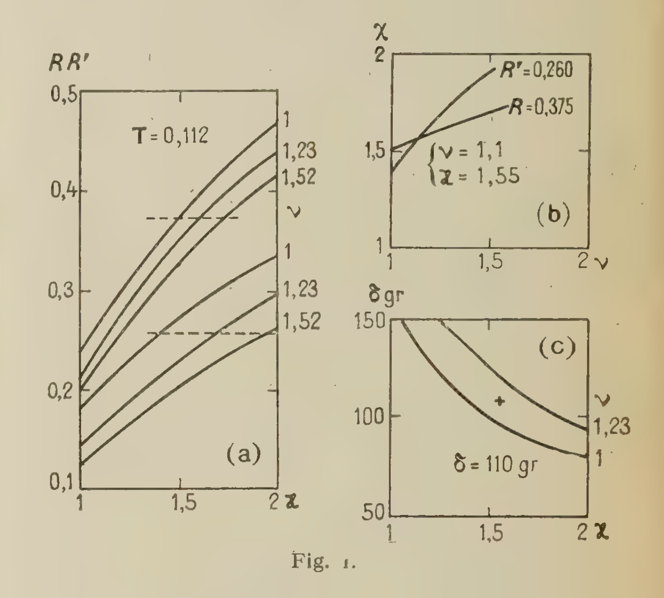


Fig. 1.

valeurs de ν, les réseaux de courbes donnant les variations de R, R' et δ (*fig.* 1 a et c).

On détermine sur le graphique (*fig.* 1 a) les valeurs de ν et de $\varkappa$ qui donnent un facteur de réflexion dans l'air égal à la valeur R trouvée expérimentalement. On obtient ainsi des couples de valeurs possibles pour ν et $\varkappa$ correspondant à une valeur donnée du facteur de transmission et du facteur de réflexion dans l'air. On trace la courbe reliant les valeurs de ν et $\varkappa$ convenables (*fig.* 1 b). On fait la même opération pour R' et l'on obtient une autre courbe. Le point d'intersection des courbes fournit le couple de valeurs ν et $\varkappa$ satisfaisant à la fois aux valeurs de T, R et R' trouvées expérimentalement. Par interpolation simple, on trouve ensuite la valeur convenable de δ et l'on en déduit l'épaisseur (*fig.* 1 c).

En comparant cette valeur de l'épaisseur à celle qui a été déterminée par pesée, on peut calculer le taux de remplissage q, c'est-à-dire le volume réel du corps contenu dans l'unité de volume de la lame.

Dans certains cas [3], pour pouvoir déterminer les constantes optiques et l'épaisseur par cette méthode, il est nécessaire d'utiliser à la place d'un des facteurs de réflexion ou de transmission un des changements de phase.

Cette nouvelle méthode permettant la détermination

de l'épaisseur des lames, j'ai montré que la densité du dépôt n'est pas égale à la densité du métal massif et varie avec l'épaisseur de la lame. La variation du taux de remplissage permet d'expliquer les variations des constantes optiques avec l'épaisseur de la lame [4].

[1] Murmann H. — *Zeits Physik*, 1933, **80**, 161.
[2] Malé D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1349.
[3] Malé D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1630.
[4] Malé D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 286.

2. — Vérifications expérimentales de la théorie des systèmes déferlants.

par M. T. Vogel.

On a nommé « déferlants » des systèmes dynamiques dont la loi d'évolution change brusquement lorsque leur affixe passe par certains points de l'espace de phase, points dont l'ensemble constitue la « frontière de déferlement » [1]. Dans le cas de systèmes à deux degrés de liberté et de deux lois qui alternent à chaque déferlement, et qui correspondent respectivement à deux familles de trajectoires (R) et (S) dans le plan de phase, l'étude théorique des solutions périodiques possibles a mis en lumière certaines propriétés remarquables, qui distinguent les oscillateurs à déferlement de ceux du type continu [1].

En particulier, si l'une des familles, soit (R), présente sur la frontière un *nœud* attractif, le régime périodique définitif est atteint au bout d'un temps fini, voire après *une seule* oscillation de caractère transitoire. (On sait, par contre, que dans un système continu une solution périodique se présente toujours sous la forme d'un cycle limite, dont la trajectoire effective s'approche asymptotiquement.) Le résultat précédent subsiste si chacune des deux familles de trajectoires possède un nœud sur la frontière, pourvu que ces points soient d'attractivités opposées.

Un système qui réunit ces conditions est constitué par le multivibrateur d'Abraham et Bloch, lorsqu'on peut y négliger le courant de grille, et que les caractéristiques des deux lampes sont assimilables à une droite de pente constante suivie d'une droite à pente nulle. On a réalisé un tel montage, et l'on a présenté des oscillogrammes de mise en oscillation, sur lesquels on constate bien qu'après une seule phase de durée et d'amplitude variables, la forme de l'oscillation est celle qui sera conservée au cours de tout le fonctionnement.

De même, la théorie permet de prévoir que si l'une des familles possède un *col* à l'intérieur de la frontière, deux régimes périodiques sont possibles, l'un où la période est composée de deux phases, soit $R_1S_1R_1S_1R_1$... l'autre à quatre phases, $R_1S_1R_2S_2R_1S_1R_2S_2R_1$...; suivant la pente de la frontière aux points de déferlement, la solution périodique pourra être stable ou instable et, lorsqu'il existe des solutions stables des deux genres, l'oscillateur pourra passer alternativement de l'une à l'autre sous l'influence de perturbations successives (chocs, impulsions sur une grille, etc.). Ici encore, un circuit électronique a été réalisé, où les trajectoires dans le plan de phase sont alternativement des hyperboles ou des droites parallèles, la frontière étant un polygone dont les côtés peuvent être plus ou moins inclinés sur les axes de référence. L'affixe étant matérialisé par le spot d'un oscillographe cathodique, on a montré des photographies représentant les divers cas prévus par la théorie : régimes stables des deux genres, transition d'un régime instable à un régime stable, etc.

[1] Vogel T. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 207; *Ann. Téléc.*, 1951, **6**, 182; *C. R. Colloque de Porquerolles*, 1951 (sous presse); *Bull. Soc. math. Fr.*, 1953, **81**, 63; *Rendiconti di Padova*, 1953, **22**, 64.

(*) 3. — Caractéristique courant-tension d'un semi-conducteur pour de faibles différences de potentiel appliquées ;

par M. R. Bedos,
Assistant à la Faculté des Sciences de Marseille,
Laboratoire de Physique du M.P.C.

Les montages qui permettent d'obtenir le logarithme d'une grandeur physique sont d'une grande utilité, toutes les fois que l'intervalle de variation de cette grandeur est très étendu. La mesure des densités optiques fournit un exemple dans lequel le rapport des courants délivrés par la cellule photoélectrique peut atteindre une amplitude de variation de 10^7.

Pour obtenir le logarithme d'un courant électrique faible, une bonne solution consiste à utiliser le phénomène que traduit la relation établie par Richardson [1] et mise en application par divers auteurs. Le courant I qui traverse une diode et la tension anodique V de cette diode sont liés, pour les valeurs négatives de cette tension, par une relation logarithmique de la forme

$$V = A \operatorname{Log} I + B,$$

A et B étant des constantes. La résistance interne ρ de la diode atteignant des valeurs élevées, il est donc nécessaire que la résistance de la source de courant soit elle-même grande par rapport à ρ. Tel est le cas d'une cellule photoélectrique.

Un dispositif logarithmique présentant une résistance interne relativement faible aurait donc un intérêt évident. Cette remarque m'a conduit à étudier les semi-conducteurs pour lesquels il existe, pour les faibles tensions appliquées, une relation de Richardson analogue à la précédente, mais de la forme

$$V = C \operatorname{Log}(I + I_0) + D, \tag{1}$$

I_0, C et D étant des constantes [2].

Dans le montage utilisé, la tension continue appliquée est mesurée aux bornes de l'ensemble semi-conducteur, galvanomètre, la chute de tension aux bornes du galvanomètre étant négligeable. Les semi-conducteurs étudiés sont de deux types : diode au germanium (Sylvania 1N34) et diode cuivre-oxyde de cuivre d'origine allemande (matériel prévu pour les très hautes fréquences).

A partir des mesures, j'ai tracé les courbes V en fonction de $\operatorname{Log} I$. Les courbes obtenues pour les différents semi-conducteurs sont identiques, on peut les faire coïncider par une translation de l'axe des tensions.

On détermine graphiquement, pour un semi-conducteur donné, la valeur de I_0 permettant d'obtenir la droite que représente l'équation (1). A partir de la valeur de I_0 trouvée pour la représentation courant-tension dans le sens direct, on obtient deux caractéristiques différentes pour le sens direct et le sens inverse. Ce qui indique, comme on le sait, que l'on ne peut représenter par une même équation ces deux caractéristiques, qu'à la condition de choisir pour chacune d'elles des valeurs convenables des constantes C et D.

Dans la région des courants utilisés, il est possible de calculer, pour le sens direct, une valeur de I_0 permettant de représenter la caractéristique par une droite d'équation (1) entre 10^{-7} et 10^{-5} A.

Des mesures sont actuellement en cours pour déterminer ces caractéristiques pour des courants plus faibles.

[1] Richardson O. W. — The emission of electricity from hot bodies, Longmans, Green and Co, 1921.
[2] *Voir*, par exemple, Aigrain P. — *Thèse*, Paris, 1951.

SECTION CENTRE-OUEST
(*Poitiers*).

SÉANCE DU 5 MAI 1953.

M. Cotte préside.

La Communication suivante a été présentée :

Structure électronique des métaux et catalyse hétérogène;

par M. L. d'Or,
Professeur à l'Université de Liége.

Malgré les efforts nombreux et variés des expérimentateurs, la théorie de la catalyse hétérogène est encore bien peu avancée.

Cela provient notamment de ce qu'en général, les chercheurs n'ont pas suffisamment simplifié les conditions expérimentales, ni isolé l'influence d'un facteur déterminé.

O. Beeck a été l'un des premiers à adopter une tactique féconde, en travaillant sur des catalyseurs constitués par des métaux purs, préparés par évaporation dans le vide ou en présence de gaz rares, dans des conditions telles que la surface ne soit pas souillée, avant la réaction, par des substances étrangères et présente des propriétés reproductibles.

En limitant son étude à des éléments de transition (Fe, Ni, Rh, Pd, Ta, W, Pt) il observe que, pour une même réaction (l'hydrogénation de l'éthylène), l'enthalpie d'activation est pratiquement indépendante du catalyseur, de telle sorte que seule l'influence du facteur de fréquence, fonction de l'entropie d'activation, est responsable des différences d'activité catalytique; si l'on porte en abscisse le « paramètre du réseau » du métal (distance entre deux atomes voisins) et en ordonnée le logarithme de la vitesse spécifique, on obtient une courbe régulière, présentant un maximum correspondant au rhodium.

O. Beeck en conclut que l'activité catalytique doit provenir dans une large mesure d'une adaptation de la géométrie du catalyseur à la géométrie de l'une des molécules réagissantes.

Mais deux autres groupes de travaux attirent l'attention sur le rôle que paraît jouer la structure électronique du catalyseur.

Ce sont tout d'abord les recherches de Schwab, relatives à la déshydrogénation de l'acide formique sur des métaux du groupe I*b* et sur des alliages de ces métaux avec des éléments d'autres familles.

Ces travaux suggèrent que l'activité de ces catalyseurs est une fonction décroissante du degré de remplissage de la première zone de Brillouin.

D'autre part, dans le cas des catalyseurs d'hydrogénation (et de conversion d'hydrogène para en hydrogène ortho), le facteur essentiel paraît être l'existence de trous positifs dans la bande *d* des électrons « libres ». En effet, lorsque l'on réduit progressivement le nombre de ces trous positifs (ce qui se manifeste par une réduction progressive de la susceptibilité magnétique) en dissolvant dans le métal un élément du groupe I*b* (Cu dans Ni, Au dans Pd par exemples), l'activité catalytique décroît jusqu'à s'annuler.

Par ailleurs, si l'on recourt à la représentation de l'état métallique donnée par la théorie de Pauling, selon laquelle la liaison entre atomes d'un métal est assurée par des orbitales hybrides, on peut caractériser un métal donné, sous une forme cristalline donnée, par un certain pourcentage de caractère *d* des orbitales de liaison.

Si, dans un diagramme, on porte en abscisses le paramètre du réseau selon Beeck et en ordonnées le pourcentage de caractère *d*, on obtient une courbe dont l'allure est tout à fait semblable à celle de la courbe de Beeck dont il est question plus haut. Comme la distance entre atomes voisins dans le réseau métallique est en effet déterminée, au moins en partie, par le caractère des orbitales de liaison, on peut voir dans l'activité catalytique et dans la valeur du paramètre du réseau la conséquence d'une même cause, à savoir d'un même caractère de la structure électronique. L'influence apparente du paramètre du réseau sur l'activité catalytique mise en évidence par Beeck serait simplement la conséquence de cette double dépendance.

Si l'on représente directement dans un diagramme la variation du logarithme de la vitesse spécifique en fonction du pourcentage de caractère *d* dans les orbitales de liaison, on obtient une courbe d'ordonnées régulièrement croissantes.

Des expériences relativement récentes de Schwab effectuées sur des catalyseurs Fe-Au paraissent établir que dans le cas des réactions de déshydrogénation (notamment déshydrogénation de l'acide formique) les trous *d* ne jouent pas de rôle tandis que l'influence du degré de remplissage de la première zone de Brillouin reste manifeste.

En résumé, la structure électronique des métaux et des alliages employés comme catalyseurs semble jouer un rôle important dans l'activité catalytique. La caractéristique de cette structure qui est déter-

minante est cependant sans doute fonction du genre de réaction.

Dans le cas des catalyseurs de déshydrogénation (métaux du groupe I*b*) et des catalyseurs d'hydrogénation (métaux à bande *d* non saturée), il est même possible de se faire une première image du mode d'intervention de ces caractéristiques dans l'activité catalytique. Il est cependant difficile, dans l'état actuel de nos connaissances, de faire des prévisions quantitatives.

Quoi qu'il en soit, on possède aujourd'hui dans l'étude de l'influence de la structure électronique sur les propriétés catalytiques un guide précieux pour l'orientation de nouvelles recherches dans le domaine de la catalyse hétérogène.

SECTION DU SUD-EST
(*Grenoble et Lyon*).

SÉANCE DU 30 AVRIL 1953.

M. le Professeur G. Déjardin préside. Il remercie M. le Professeur L. Néel ainsi que son collaborateur M. Barbier d'avoir bien voulu participer à la réunion.

1. — Le ferrimagnétisme et ses développements récents;

par M. L. Néel.

(*) 2. — Pertes magnétiques dans un champ tournant et traînage de fluctuation;

par M. J.-C. Barbier,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal.

L'expérience prouve [1], conformément aux prévisions théoriques de L. Néel [2], [3], l'existence d'un traînage magnétique de fluctuations thermiques dans toutes les substances ferromagnétiques. Les effets de ce traînage peuvent s'expliquer [2], [3] en supposant qu'au champ magnétique appliqué à une substance ferromagnétique est superposé un champ fictif fluctuant $H_i(t)$ en moyenne nul et dont l'amplitude croît avec le temps

$$H_i(t) = \pm S_v(Q + \log t),$$

où Q est une constante voisine de 40 et S_v, homogène à un champ magnétique, est la constante caractéristique du traînage. Celle-ci dépend de la grandeur des volumes affectés par les discontinuités de Barkhausen et de la température. Ce paramètre s'est révélé particulièrement bien adapté à la description du traînage de fluctuation car il garde sensiblement la même valeur dans tout le domaine d'hystérésis [4]; il permet d'exprimer sous forme de lois simples les variations d'aimantation en fonction du temps observées au cours d'expériences quasi statiques.

Deux effets associés résultent de l'application d'un champ alternatif à un matériau ferromagnétique : une perte d'énergie et un déphasage de l'induction par rapport au champ magnétique. L. Néel a évalué la puissance perdue, par suite du traînage de fluctuations, dans un champ alternatif faible $h_0 \sin \omega t$

$$W_t = \pi^2 b\, S_v h_0^2 \text{ par cycle et par centimètre cube.}$$

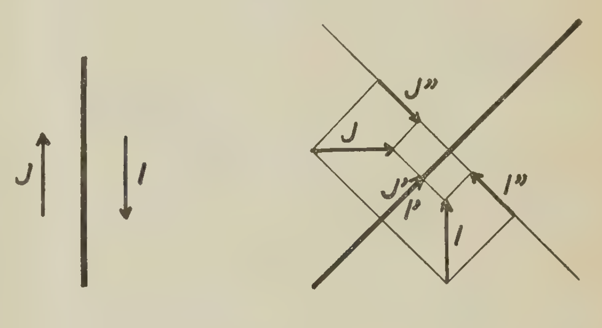
b est la constante de Rayleigh de la courbe de première aimantation $J = ah + bh^2$.

Ces pertes sont indépendantes de la fréquence et proportionnelles à la constante caractéristique du traînage.

Des lois de Rayleigh, on déduit l'expression de la puissance perdue par hystérésis par cycle et par centimètre cube :

$$W_h = \frac{4}{3} b h_0^3.$$

Dans un champ tournant, le comportement d'une



paroi à 180° Fig. 1. paroi à 90°

substance ferromagnétique n'est pas le même que dans un champ alternatif. Il est possible de l'analyser dans les champs faibles où les variations d'aimantation sont seulement dues aux déplacements des parois de séparation des domaines élémentaires de Weiss.

L'application d'un champ magnétique h entraîne un déplacement dx d'une paroi isolée et la variation d'énergie qui accompagne ce déplacement est

$$(\bar{J} - \bar{I})\,\bar{h}\, dx \text{ pour 1 cm}^2 \text{ de paroi.}$$

$\bar{J}$ et $\bar{I}$ représentent les vecteurs aimantation spontanée de part et d'autre de la paroi.

Pour une paroi à 180° (*fig.* 1), $\bar{J}$ et $\bar{I}$ sont opposées. Du point de vue énergétique, seule la composante de h parallèle à la direction commune de $\bar{J}$ et de $\bar{I}$ intervient. Pour une paroi à 90°, J et $\bar{I}$ sont perpendiculaires. Les composantes J' et I' suivant leur bissectrice intérieure, égales entre elles, n'entrent pas en jeu dans les variations d'énergie. Les composantes J'' et $\bar{I}''$ suivant leur bissectrice extérieure sont opposées. Donc du point de vue énergétique, seule la composante de h suivant la deuxième bissectrice intervient.

En s'appuyant sur ces remarques, on peut comparer les pertes dans un champ alternatif d'amplitude maximum h avec les pertes dans un champ tournant d'intensité h.

Pertes dans un champ alternatif. — Pour les parois à 180°, appelons phase α tous les domaines dont la direction d'aimantation spontanée fait l'angle α avec la direction du champ appliqué, et faisons l'hypothèse d'une même densité de domaines suivant chaque direction α et d'une répartition isotrope des directions α sur la sphère unité. La phase α est soumise à un champ alternatif d'amplitude $h\cos\alpha$. Les pertes correspondantes peuvent se mettre sous la forme

$$W_{h,180} = \frac{4}{3}\beta h^3 \cos^3\alpha \qquad \text{pour l'hystérésis,}$$

$$W_{t,180} = \pi^2 \beta S_v h^2 \cos^2\alpha \qquad \text{pour le traînage.}$$

Pour évaluer les pertes totales par unité de volume, il faut prendre les valeurs moyennes de $\cos^3\alpha$ et de $\cos^2\alpha$ sur la demi-sphère unité, soient 1/4 et 1/3,

$$W_{h,180} = \frac{1}{4}\left(\frac{4}{3}\beta h^3\right),$$

$$W_{t,180} = \frac{\pi^2}{3}\beta S_v h^2$$

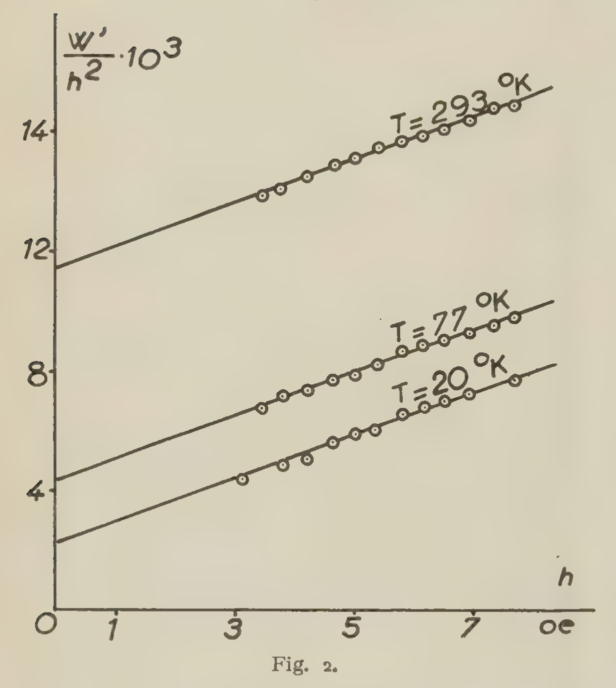


Fig. 2.

Pertes dans un champ tournant. — Soit un champ d'intensité h tournant autour d'un axe Oz. Pour les parois à 180°, appelons phase γ tous les domaines dont la direction d'aimantation spontanée fait l'angle γ avec Oz. La composante du champ tournant suivant la direction γ est un champ alternatif d'amplitude $h\sin\gamma$. Pour évaluer les pertes totales dans ce cas, on est amené à prendre les valeurs moyennes de $\sin^3\gamma$ et de $\sin^2\gamma$ ce qui conduit finalement à

$$W'_{h,180} = \frac{3\pi}{16}\left(\frac{4}{3}\beta h^3\right),$$

$$W'_{t,180} = \frac{2}{3}\pi^2\beta S_v h^2.$$

Les mêmes raisonnements s'appliquent aux parois à 90° en considérant non plus les directions des aimantations, mais la direction de leur bissectrice extérieure. Finalement, les rapports des pertes totales dans un champ tournant aux pertes dans un champ alternatif s'écrivent

$$\frac{W'_h}{W_h} = \frac{3\pi}{4} \qquad \text{pour l'hystérésis,}$$

$$\frac{W'_t}{W_t} = 2 \qquad \text{pour le traînage.}$$

Les pertes dans un champ tournant sont par suite données par

$$W'_h = \pi b h^3,$$

$$W'_t = 2\pi^2 b S_v h^2.$$

Ces pertes se traduisent par un déphasage de l'aimantation par rapport au champ magnétique. Par suite, l'appareil producteur du champ tournant exerce un couple sur la substance ferromagnétique. De la mesure de ce couple, on déduit la valeur des pertes. Nous avons porté sur la figure 2 des résultats relatifs à des mesures sur un alnico à différentes températures. La vitesse de rotation du champ (2 t/s) était assez faible pour que les pertes par courants de Foucault soient négligeables devant les pertes par hystérésis et par traînage. W' représente la somme des pertes W'_h et W'_t exprimées en ergs. L'alignement des points obtenus en portant W'/h^2 en fonction de h confirme la validité des formules précédentes. La valeur extrapolée de W'/h^2 pour $h = 0$ permet de déterminer S_v. Sur différents échantillons, nous avons vérifié que les valeurs de S_v ainsi obtenues étaient en accord avec celles déduites d'expériences quasi statiques, en mesurant la variation en fonction du temps de l'aimantation rémanente acquise à la suite de l'application d'un champ magnétique H.

On dispose ainsi d'un procédé nouveau et très sensible d'étude du traînage. Les champs tournants permettent d'explorer le domaine des champs très faibles dans lequel les pertes par traînage deviennent les pertes prépondérantes. Ils facilitent l'étude du traînage à basse température malgré la diminution de S_v en fonction de la température.

[1] Barbier J. C. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 352.
[2] Néel L. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 49.
[3] Néel L. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 339.
[4] Barbier J. C. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 415.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 23 FÉVRIER 1953.

La Communication suivante a été présentée :

Le calcul du contraste des images optiques;

par M. A. Maréchal,
Maître de Conférences à la Sorbonne.

On rappelle tout d'abord que la répartition de la

lumière dans l'image d'un objet incohérent s'exprime par l'intégrale

$$I(y', z') = \iint O(y, z)\, D(y'-y, z'-z)\, \mathrm{d}y\, \mathrm{d}z,$$

où $O(y, z)$ est la luminance de l'objet et $D(y', z')$ la tache de diffraction représentant l'image d'un point isolé. Duffieux a montré que cette relation peut encore s'écrire

$$\mathbf{T}[I] = \mathbf{T}[O] \times \mathbf{T}[D].$$

où le symbole **T** désigne la transformée de Fourier. Il est alors possible d'exprimer le contraste de l'image d'un objet étendu type à l'aide d'une seule intégrale effectuée sur la pupille de l'instrument. On cite le cas de l'instrument stigmatique à pupille circulaire formant l'image des objets suivants :

a. point noir sur un fond lumineux; le contraste s'exprime par $s\omega/\lambda^2$, où s est la surface du petit point, ω l'angle solide du faisceau dans l'espace-objet; si l'on peut percevoir un constraste de 0,04, un point rond de l'ordre du dixième de la limite de résolution traditionnelle sera perçu.

b. ligne noire; le contraste de l'image est $16\varepsilon\alpha/3\pi\lambda$, soit sensiblement le rapport de la largeur ε de la ligne à la limite de résolution $1{,}2\lambda/2\alpha$. On perçoit à l'œil une ligne noire dont la largeur n'est que le 1/50e de la limite de résolution de l'œil.

c. objet périodique, transmission des fréquences spatiales.

On peut montrer que le facteur de transmission correspondant à une fréquence donnée est représenté par la surface commune à deux cercles égaux dont le rayon représente l'ouverture de la pupille et la distance des centres la quantité λ/p (fréquence spatiale). Un instrument d'optique est un filtre passe-bas présentant une fréquence limite, correspondant à la période $p = \lambda/2\alpha$ qui pourrait avantageusement être utilisée pour caractériser la limite de résolution.

On donne ensuite quelques indications sur les résultats obtenus en présence de faibles aberrations; on connaît maintenant l'effet des aberrations de type classique; un fait remarquable est à signaler : les faibles aberrations ont une action relativement rapide sur le contraste des images de points ou de lignes, mais elles n'agissent que très lentement sur la limite pratique de résolution d'un objet périodique; les mires périodiques ne permettent pas de distinguer un excellent instrument d'un instrument de qualité moyenne.

Méthode permettant d'améliorer le pouvoir séparateur. — On indique pour terminer la possibilité de multiplier par un facteur de l'ordre de 4 le pouvoir séparateur sur deux points lumineux.

Duffieux P. M. — L'intégrale de Fourier et ses applications à l'Optique, Oberthur, Rennes, 1946.

Duffieux P. M. et Lansraux G. — *Rev. Opt.*, 1945, **24**, 65, 151 et 215.

Blanc-Lapierre A. — *Bull. Soc. franç. Électr.* [7], 1952, **2**, 481.

Maréchal A. — Thèse, *Rev. Opt.*, 1947, **26**, 257; 1948, **27** 73 et 269.

Steel W. H. — Thèse, *Rev. Opt.*, 1953, **32**, 4, 143 et 269.

Maréchal A. et Lacomme P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1865; *Nuovo Cimento*, 1952, **9** supp., 354.

Maréchal A. — *Rev. Opt.*, 1953, **32**, 649.

SÉANCE DU 17 AVRIL 1953.

Le vrai problème du dépouillement des expériences.

par M. P. Vernotte,

Quelque ingéniosité que l'on apporte à l'emploi des méthodes mathématiques de dépouillement fondées sur les moindres carrés, ou à l'usage de procédures sans prétention ne se recommandant que par leur simplicité, l'auteur pense que l'on commet en général une grave erreur, car le problème pour le physicien — et est physicien tout homme qui interprète des mesures — est, d'ordinaire, non pas de tracer une courbe ou de formuler une loi, et encore moins de rattacher cette loi à un type de loi, ce qui n'aurait aucun sens expérimental, mais de déduire des données expérimentales un certain *résultat* physique pour la connaissance duquel on a institué la série de mesures, déduction à effectuer dans des conditions telles que l'*imprécision* des mesures *entache le moins possible* le résultat. Ce résultat c'est, par exemple, un des coefficients d'une formule, doué d'une interprétation physique, comme le coefficient du terme en t^2 dans la loi de la chute d'un grave dans le vide, coefficient égal à $g/2$, et à la sécurité de détermination duquel on sacrifie tout : on n'a que faire de la loi $x(t)$ en elle-même.

L'intervalle expérimental étant fractionné en autant d'intervalles partiels qu'il y a de paramètres à déterminer dans la loi, on identifie, le long de chacun d'eux, la valeur moyenne de la donnée expérimentale et de la formule représentative, tout le problème étant de déterminer cette partition de manière que, étant donné la formule reliant alors le paramètre cherché A aux mesures y_i, les coefficients des imprécisions δy_i dans l'expression de l'imprécision δA soient aussi petits que possible; ce qu'on écrit en général en posant égaux en valeur absolue tous ces coefficients. On les trouve très sensibles à la partition de l'intervalle expérimental. Dans le cas cité, grâce à une telle procédure, l'imprécision devient deux fois moins grave que par la méthode des moindres carrés.

Le problème physique sera souvent, aussi, de déterminer, non pas un coefficient d'une formule expérimentale, mais une grandeur $\varphi(A, B, \ldots)$ de certains de ses coefficients. La même méthode s'applique : on écrit que dans la formule reliant $\delta\varphi$ aux δy_i, les coefficients des δy_i sont aussi réduits que possible.

Une procédure de ce genre semble bien être la moins arbitraire qu'il se puisse. Son utilisation effective suppose toutefois des calculs préalables, très pénibles mais exécutés une fois pour toutes, à propos de chaque type de problème de formulation.

On peut aussi aborder la question d'une tout autre manière : on ne prêtera pas une propriété arbitraire aux imprécisions comme dans la méthode des moindres carrés, on ne se contentera pas de minimiser l'influence des imprécisions comme dans la méthode que l'auteur vient d'indiquer, mais on tirera parti de cette propriété

générale des lois physiques qu'est la *régularité*. Cette régularité, et elle conduit, cette fois, à la détermination, non d'un coefficient, mais d'une loi dans son ensemble, s'exprime par des conditions de signe, fort simples, dans le tableau des différences successives des ordonnées expérimentales supposées équidistantes : les inégalités correspondantes présentent la particularité d'être presque toutes étonnamment serrées. Mais la mise en application d'une telle idée suppose la création de machines à calculer spéciales. Il se peut que la condition de régularité ne doive être employée que comme amélioration de la méthode de minimisation des imprécisions.

SÉANCE DU 24 AVRIL 1953.

La théorie du ferrimagnétisme et ses vérifications;

par M. L. Néel,

Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.

Après avoir rappelé les propriétés magnétiques fondamentales des substances ferrimagnétiques, M. Néel a exposé les principes de la théorie du ferrimagnétisme et étudié les différents faits expérimentaux qui viennent l'appuyer : citons notamment à cet égard l'interprétation des moments magnétiques à saturation des ferrites purs et des ferrites mixtes contenant du zinc, des propriétés paramagnétiques des ferrites au-dessus du point de Curie, des variations avec la trempe du moment à saturation des ferrites de cuivre ou de magnésium, des propriétés de la pyrrhotine, etc. Ces différents points ont d'ailleurs fait l'objet de publications récentes [1].

En outre, M. Néel a montré comment l'hypothèse fondamentale qui est à la base de l'interprétation venait de recevoir une confirmation inattendue. Cette hypothèse consiste à supposer que le réseau cristallin est décomposé en deux sous-réseaux caractérisés par des aimantations spontanées orientées en sens inverses l'une de l'autre. Dans les ferrites spinelles ferromagnétiques, l'un de ces sous-réseaux est constitué par les sites octaédriques, l'autre par les sites tétraédriques; les expériences de diffraction de neutrons de Shull et de ses collaborateurs ont d'ailleurs entièrement confirmé l'exactitude de la structure ainsi proposée. Mais, la théorie montre de plus que les aimantations spontanées des deux sous-réseaux, tout en s'annulant au même point de Curie, évoluent avec la température d'une manière différente, de sorte que l'aimantation spontanée résultante, égale à la différence des deux aimantations spontanées partielles, peut s'annuler à une certaine température, dite *température de compensation*, et changer de signe. Ce phénomène remarquable, explicitement prévu par la théorie [2], vient d'être mis en évidence expérimentalement par E. W. Gorter, à Eindhoven [3]; cet auteur a montré que le ferrite mixte $Li_{0.5}Fe_{1.25}Cr_{1.25}O_4$ possède une température de compensation à laquelle l'aimantation spontanée s'annule et l'aimantation rémanente change de signe. Un tel comportement fournit une preuve très directe et très objective de l'existence de deux sous-réseaux aimantés en sens inverses, tout en illustrant la fécondité de l'extension à de tels problèmes de la représentation des interactions à courte distance par des champs moléculaires, selon les idées autrefois développées par l'auteur [4].

[1] Néel L. — *Ann. Inst. Fourier* (Grenoble), 1949, **1**, p. 163; *Z. anorg. Chemie*, 1950, **262**, 175; *Proc. Phys. Soc.* [A], 1952, **65**, 869; une traduction de ce dernier article a paru dans *Ann. Inst. Polyt. Grenoble*, 1953, **2**, 9.
[2] Néel L. — *Ann. Phys.*, 1948, **3**, 137.
[3] Communication personnelle; à paraître dans *Phys. Rev.*
[4] Néel L. — *Ann. Phys.*, 1932, **17**, 5; *C. R. Acad. Sc.*, 1934, **198**, 1311.

SÉANCE DU 29 MAI 1953.

1. — Polystyrolènes et polyisobutylènes comme inhibiteurs de fluorescence;

par M. E. Heintz,

Chargé de Recherches au Centre d'Études de Physique macromoléculaire.

Nous avons constaté que les polystyrolènes et les polyisobutylènes constituent des inhibiteurs de fluorescence pour des solutions de rhodamine B dans le chloroforme.

Ces polymères modifient le spectre d'absorption visible de la solution de rhodamine B. On observe que l'intensité de la bande principale de la rhodamine située vers 5 540 Å diminue, et qu'il apparaît cinq bandes nouvelles vers 4 350, 4 680, 5 000, 5 800 et 6 600 Å.

En remplaçant le polystyrolène par l'éthylbenzène, c'est-à-dire par une substance dont la structure chimique est voisine de celle des éléments monomères constituant les polystyrolènes, on observe encore les mêmes changements dans le spectre d'absorption. Il est donc probable que les changements observés se forment lorsque les sphères d'action de la rhodamine B se rencontrent avec les sphères d'action des éléments monomères du polystyrol.

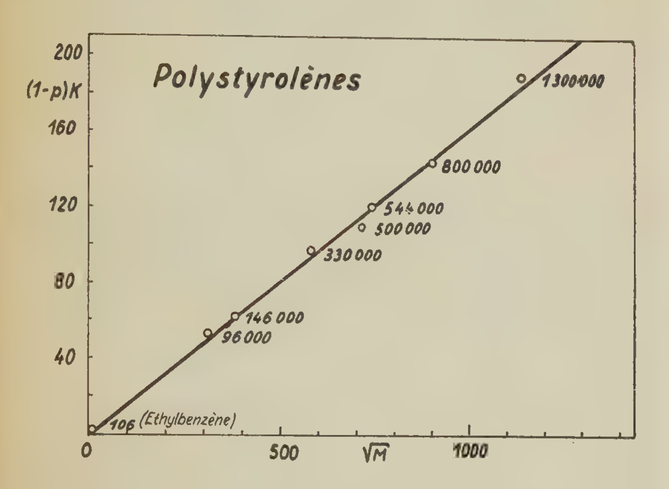
En augmentant la température des solutions, on augmente les changements, c'est-à-dire que, par suite de la diminution de l'absorption, la solution se décolore de plus en plus pour tendre vers une coloration faible mais constante pour des températures supérieures à 60° environ.

Une décoloration presque totale de la solution à froid par des échauffements et refroidissements répétés nous faisait d'abord penser à une véritable réaction chimique entre la rhodamine et les polystyrolènes ou l'éthylbenzène. Cependant nous avons constaté que ces manipulations entraînaient dans la solution des traces d'eau et que des quantités d'eau extrêmement petites sont suffisantes pour décolorer une solution de rhodamine dans le chloroforme.

Soit maintenant F_0 l'intensité de la fluorescence d'une solution de rhodamine à concentration γ_f de l'ordre de 10^{-6} g/cm³. En y ajoutant du polystyrolène de poids moléculaire M et à concentra-

tion γ g/cm³, la fluorescence de la solution diminue pour devenir égale à F.

La diminution de la fluorescence est due, d'après ce qui précède, à la diminution de l'absorption de la solution, c'est-à-dire à l'association entre la substance fluorescente et l'inhibiteur. Si φ est le rendement lumineux d'une molécule de rhodamine en



solution, la molécule de rhodamine associée aura un rendement plus faible φ'. Soit p le rapport φ'/φ.

Nous avons trouvé que le rapport F_0/F pour différentes concentrations γ en inhibiteur est représenté par une hyperbole de la forme

$$\frac{F_0}{F} - 1 = \frac{(1-p)K\gamma}{\gamma_{\mathrm{f}} + (p-1)K\gamma},$$

équation dans laquelle K est une constante.

La quantité $(1-p)\ K/\gamma_{\mathrm{f}}$ représente l'inclinaison de la tangente à l'hyperbole pour $\gamma = 0$.

Pour différents polystyrolènes de poids moléculaires moyens M mesurés par pression osmotique, nous avons trouvé que les valeurs de $(1-p)\ K$ varient proportionnellement à $\sqrt{M}$, comme le montre la figure.

Nous avons également mesuré l'inhibition de quelques isobutylènes fractionnés au Centre d'Études de Physique macromoléculaire par Mme Jung, et nous avons aussi trouvé pour ces polymères que $(1-p)\ K$ varie linéairement avec $\sqrt{M}$.

Si l'on admet — ce qui est très probable — que, pour une même série de polymères en pelotes, le rendement lumineux de l'associat formé reste constant, ce qui entraîne $p = $ Cte, les résultats que nous venons de trouver peuvent s'énoncer de la façon suivante :

Dans des solutions de rhodamine B dans le chloroforme inhibé par des macromolécules en forme de pelotes, l'intensité de l'inhibition $(F_0/F) - 1$ est proportionnelle à la racine carrée du poids moléculaire moyen en nombre de l'inhibiteur, et ceci pour des concentrations faibles en inhibiteur.

(*) 2. — Diffusion de la lumière dans des sols de particules orientées;

par M. C. Wippler,
Centre d'Études de Physique macromoléculaire
de Strasbourg.

Plusieurs auteurs [1 à 4] ont étudié l'intensité de la lumière diffusée par des sols de particules orientées. Aucun d'eux, à notre connaissance, n'a publié une interprétation satisfaisante des phénomènes observés.

Dieselhorst et Freundlich [1] attribuaient les variations d'intensité de la lumière diffusée à l'anisotropie optique des particules.

Les expériences de Subrahmanya, Gururaja, Doss et Rao [2] que nous avons reprises, sont en contradiction absolue avec cette hypothèse.

Seules les particules, dont la grandeur est au moins comparable à celle de la longueur d'onde de la lumière et dont la forme est anisodiamétrique, conviennent aux expériences.

L'explication que nous proposons fait appel à l'effet de destruction par interférence des ondelettes diffusées par les différents points de la particule.

Nous supposerons dans la suite que faisceau incident et faisceau diffusé se trouvent dans un plan horizontal. Observons la lumière diffusée à 90° du faisceau incident.

Orientons les particules dans un champ électrique E horizontal dont la direction fait avec la

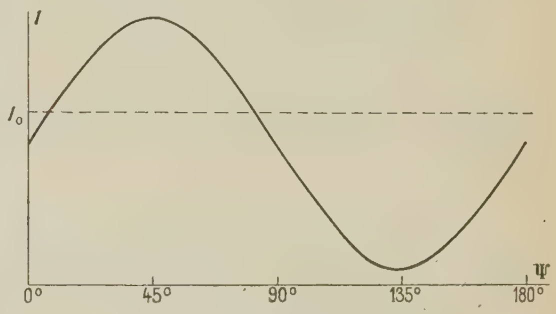


Fig. 1. — Variation de l'intensité diffusée à 90° en fonction de la direction du champ électrique orienteur.

direction du faisceau incident un angle Ψ variant entre 0 et π. Un simple raisonnement qualitatif montre que l'intensité de la lumière diffusée en fonction de Ψ est représentée par la courbe de la figure 1 (I_0, intensité diffusée en l'absence de champ orienteur).

Si l'on maintient le champ électrique fixe, vertical par exemple, et que l'on fait varier l'angle d'observation θ, l'intensité de la lumière diffusée est représentée par la courbe de la figure 2.

Une série de mesures nous ont permis de vérifier ces quelques déductions.

Nos expériences ont porté sur des sols d'acide stéarique, de pentoxyde de vanadium, de virus de la mosaïque du tabac. On sait que les particules de ces sols se présentent sous la forme de bâtonnets dont la grandeur est de l'ordre de celle de la longueur d'onde de la lumière.

Les solutions de thymonucléate de soude présentent également un effet dont la grandeur dépend de l'échantillon utilisé. Nos connaissances sur la forme des molécules de thymonucléate de soude sont encore incertaines.

Nous avons calculé la variation de l'intensité de la lumière diffusée en fonction de l'orientation électrique pour des bâtonnets.

La fonction de répartition $\rho(\varphi)$ des directions des bâtonnets dans un champ électrique peut être mise dans la forme [5]

$$\rho(\varphi) = \Sigma a_n P_n$$

φ, angle que fait la direction du bâtonnet avec

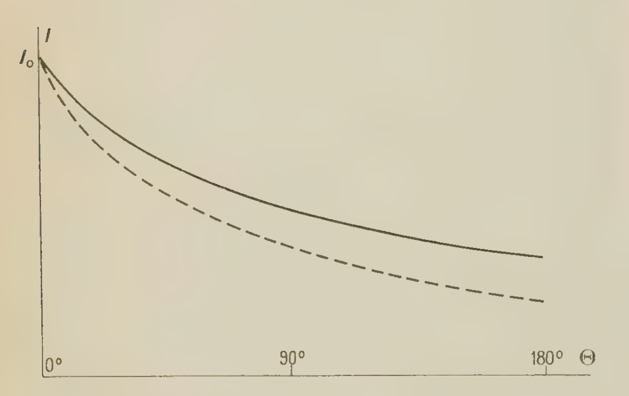


Fig. 2. — Intensité diffusée en fonction de l'angle d'observation.
- - - - - - - sans champ orienteur;
——— avec champ électrique vertical.

le champ électrique orienteur, P_n polynome de Legendre d'ordre n.

On peut écrire

$$\Delta I = \frac{3}{4} a_2 (1 - 3\cos^2\theta) \left[\frac{I_0}{3} + \frac{\sin 2x}{4x^3} - \frac{1}{x^2} \right],$$

où θ est l'angle que fait la direction du champ électrique avec la direction du vecteur $\vec{s}$;

$$\vec{s} = \vec{s}' - \vec{s}_0$$

où $\vec{s}'$ est le vecteur unitaire porté par la direction du faisceau incident et $\vec{s}_0$ le vecteur unitaire porté par la direction du faisceau diffusé;

$$x = \frac{2\pi L}{\lambda} \sin\frac{\theta}{2},$$

où L est la longueur du bâtonnet;

$$I_0 = \frac{1}{x} \int_0^{2x} \frac{\sin u}{u}\, du - \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2.$$

Pendant le régime transitoire qui suit l'établissement du champ [5]

$$a_2(t) = \frac{E^2}{3} \left[P + Q - \frac{3}{2} P\, e^{-r_1 Dt} + \left(\frac{P}{2} - Q \right) e^{-r_2 Dt} \right] + \text{termes en } E^4,$$

avec

$$r_1 = 2 + E^2 \left(\frac{P}{5} - 2\frac{Q}{5} \right),$$

$$r_2 = 6 - E^2 \left(\frac{P}{5} + \frac{2Q}{7} \right),$$

P, terme fonction du moment permanent;
Q, terme fonction du moment induit;
D, coefficient de diffusion de rotation.

En régime permanent :

$$a_2 = \frac{E^2}{3} (P + Q) + \text{termes en } E^4.$$

Pour des champs électriques faibles, E^4 est négligeable par rapport à E^2, ΔI est proportionnel au carré du champ. Nous avons vérifié cette relation expérimentalement. Pendant le régime transitoire qui suit la disparition du champ,

$$a_2(t) = \frac{1}{3} e^{\,6Dt}.$$

Nous nous proposons de vérifier expérimentalement ces diverses formules.

[1] Dieselhorst et Freundlich, *Phys. Z.*, 1916, **17**, 117.
[2] Subrahmanya, Gururaja, Doss et Rao. — *Proc. Ind. Acad. Sc.*, 1944, **19** A, 407.
[3] Krishnan. — *Proc. Ind. Acad. Sc.*, 1938, **7** A, 91.
[4] Bommel. — *Helv. Phys. Acta*, 1948, **21**, 289.
[5] Benoit H. — *Thèse*, Strasbourg, 1950.

SÉANCE DU 3 JUIN 1953.

Problèmes d'interprétation en électrodynamique quantique;

par M. L. Rosenfeld,
Professeur à l'Université de Manchester.

L'électrodynamique est une théorie essentiellement quantique en dépit du fait que son interprétation est basée sur les idéalisations classiques de champ et de charge ponctuelle. Cette dernière idéalisation soulève les problèmes de la self-énergie et de la distribution de charge. Ces quantités ne sont pas bien définies par le formalisme et il s'agit de leur assigner une détermination d'une manière invariante. Cela nécessite deux opérations appelées renormalisation et régularisation. Lorsque ces opérations ont été effectuées, les développements en séries de puissances de la constante de structure fine sont néanmoins divergents. Ceci suggère que l'électrodynamique quantique est une théorie « ouverte », c'est-à-dire qu'elle ne peut être formulée d'une manière mathématiquement cohérente sans inclure les effets d'autres nteractions non électromagnétiques. Le manque de convergence des séries ne nuit pourtant pas à leur interprétation physique, car celle-ci reste possible au sens de l'idée de correspondance. (Cette étude sera publiée dans *Physica*.)

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ.

SÉANCE DU 21 MARS 1953.

1. — Le dualisme onde-corpuscule et la cohérence;

par M. P. M. Duffieux,

Professeur à l'Université de Besançon.

Ce qui rend difficile la question de la cohérence ou de l'incohérence des faisceaux et des sources lumineux, c'est que nous la regardons constamment à travers la théorie ondulatoire qui, la première, l'a posée. Elle est, je crois, plus claire quand on l'envisage dans les théories corpusculaires; il est, en effet, beaucoup plus facile d'interpréter la cohérence dans l'hypothèse du photon que l'incohérence dans l'hypothèse de l'onde.

Dans la théorie ondulatoire, la propagation de la lumière se fait de proche en proche par un mouvement qui satisfait des équations indéfinies. Ce qui se produit en un point du volume occupé par le faisceau dépend de ce qui se produit dans tout ce volume. Le faisceau s'explique par des interactions entre ses parties. Il est, en somme, toujours cohérent. Il est alors nécessaire de chercher dans une propriété particulière des sources de lumière la cause des phénomènes d'incohérence.

En adoptant l'émission par photons indépendants, on abandonne tout souci d'explication de l'incohérence. Il n'y a pas d'interaction entre les photons d'un faisceau. L'émission, la propagation, la détection d'un photon sont les étapes d'une histoire individuelle et indépendante. Les photons n'additionnent jamais que leurs énergies, sur des récepteurs matériels. Les sources et les photons sont posés *a priori* incohérents. *La cohérence n'est plus alors que l'ensemble des conditions expérimentales sous lesquelles on peut observer les phénomènes dits d'interférence qui la caractérisent.*

Ces conditions sont étroitement liées à notre conception des images optiques et ne peuvent être expliquées qu'en fonction des sédimentations successives qui l'ont amenée à son niveau actuel.

En Optique géométrique, chaque *point* de l'objet est l'origine d'un faisceau conique de rayons dont on peut suivre la déformation à travers le système optique et qui finalement converge, dans l'espace-image, suivant un nouveau faisceau conique dont le sommet est le point image. Quand on passe de cette conception simpliste à celle de l'Optique physique ondulatoire, une seule chose change dans le schéma précédent : c'est le contenu de l'espace-image. Au delà du système optique il n'y a plus de faisceau mais un état vibratoire qui distribue l'énergie en figure de diffraction et où la pupille de sortie localise le flux d'énergie entretenant cet état.

Il est remarquable que l'hypothèse ondulatoire ne change rien à la structure de l'espace-objet qui garde son aspect corpusculaire. C'est ce dualisme de l'espace-objet corpusculaire et de l'espace-image ondulatoire qui fixe les conditions de la cohérence.

Pour que l'énergie rayonnante puisse prendre l'apparence ondulatoire que révèlent les phénomènes dits d'interférence, et que nous appelons la cohérence, il est nécessaire qu'elle passe par un point conique en trajectoires corpusculaires.

Ce point peut être un élément d'une source primaire ou, comme dans l'expérience des trous d'Young, un petit trou éclairé d'une façon quelconque. Mais il peut être localisé n'importe où sur le trajet de faisceaux simples ou complexes quelconques. Ce point est alors considéré comme un point-objet. Il peut être aussi bien à distance finie, comme dans l'examen des franges localisées des lames minces, qu'à l'infini comme dans celui des franges des étalons interférentiels. Il peut être réel ou virtuel. Il est toujours la condition nécessaire et suffisante de la cohérence et le *degré de cohérence*, par lequel on mesure depuis quelques années l'aptitude d'un faisceau à produire des interférences, s'éloigne d'autant plus de l'unité que ce point physique s'éloigne davantage d'un point géométrique.

Ce sont donc les faisceaux qui seuls peuvent être *cohérents.* Ils sont alors constitués par des trajectoires de photons, sélectionnées pour que leur distribution dans l'espace suive les lois statistiques de la Mécanique ondulatoire. Ces lois ne sont nullement liées à la propagation par ondes; elles traduisent les interactions matière-photon lorsque ce photon est passé par le point conique établissant la cohérence, c'est-à-dire la possibilité de lois statistiques d'interaction pour tous les photons passant par ce point.

Une discussion plus étendue paraîtra prochainement dans les *Cahiers de Physique* sous le titre : *Essai sur une optique du photon.*

2. — Nouvelle valeur caractéristique de la floculation d'un sol par un électrolyte. Son utilisation à l'étude de l'hydratation des ions;

par MM. R. Amiot, Y. Doucet et G. Watelle.

Ostwald et plus récemment Tezak [1] ont établi une relation entre la valeur caractéristique de floculation d'un sol et le rayon de l'ion actif de la solution provoquant le phénomène de floculation. Il est possible d'en déduire des renseignements sur la solvatation des ions.

Des recherches sur la floculation d'un hydrosol électronégatif de chlorure d'argent par des nitrates métalliques ont été entreprises dans ce sens.

Nous avons déjà signalé [2] que la vitesse d'évolution du phénomène suivie par des mesures de densité optique passe par un maximum pour une concentration bien déterminée de l'électrolyte. Cette concentration a été prise comme valeur caractéristique de la floculation du sol. Nous avons constaté que, pour les nitrates étudiés (Li, Na, K, Ba, Sr, Cu, Zn), les concentrations ainsi déterminées suivent la loi de Schulze et Hardy.

Le calcul du coefficient d'activité de l'ion actif (cation) conduit à des valeurs qui sont sensiblement constantes pour les ions de même valence mais qui diffèrent nettement lorsqu'on passe d'une valence à une autre. Par contre, les valeurs du coefficient moyen d'activité sont, pour les divers électrolytes, égales à ± 1 pour 100 près, alors que les concentrations extrêmes sont dans le rapport de 1 à 10 environ. Ce résultat semble indiquer une influence inattendue de l'anion.

Les valeurs des rayons, calculées à partir de la formule de Tezak, mettent en évidence une hydratation d'autant plus importante que le rayon de l'ion sec est plus faible.

[1] Tezak B. — *Z. physik. Chem.*, 1942, A **190**, 257; 1942, A **191**, 270; *Archiv Za Kemiju*, 1947, **19**, 29.
[2] Amiot R., Doucet Y. et Watelle G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1955.

3. — Sur l'idéalité du système binaire nitrate d'argent-nitrate de potassium;

par M. Y. Doucet,
Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Dijon.

Certains sels dissous dans le nitrate d'argent fondu donnent, en solutions diluées, des abaissements de la température de congélation proportionnels à la concentration. Il semble donc que ces solutions puissent être idéales. Pour s'en assurer il faut prendre comme critère cryométrique la loi de Schröder-van Laar [1].

Avec J. A. Le Duc nous avons entrepris une série de cryométries du nitrate de potassium dans le nitrate d'argent. Les points expérimentaux se placent sur la courbe idéale avec une approximation au moins égale à celle avec laquelle cette courbe est déterminée, à cause du terme correctif en ΔC assez mal connu [2].

Ensuite nous avons fait la cryométrie du nitrate d'argent dans le nitrate de potassium. La différence des chaleurs spécifiques ΔC est mieux connue et il se trouve que la courbe expérimentale est précisément la courbe théorique des solutions idéales.

En résumé, à toutes les concentrations possibles, le système binaire envisagé forme un mélange idéal.

Pour expliquer ce résultat, il semble qu'il faut faire appel à la thermodynamique statistique et envisager l'entropie configurationnelle. Le rayon des ions K^+ est 1,33 Å et celui des ions Ag^+, 1,26 Å. Si, pour le calcul du nombre de complexions, les N_1 molécules de nitrate d'argent sont indiscernables des N_2 molécules de nitrate de potassium on trouve pour l'entropie de mélange celle des solutions idéales. La solution est donc au moins « régulière ». De plus, si l'on admet que les interactions ioniques ne changent pas en remplaçant un ion Ag^+ par un ion K^+, l'énergie interne de mélange est nul. Ainsi on forme une solution idéale même avec certains sels totalement dissociés.

[1] Doucet Y. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 815.
[2] Doucet Y., Le Duc J. A. et Pannetier G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1018.

Après la séance, les Membres de la Société ont visité les usines Lip de Besançon.

INFORMATION

Programme des réunions organisées sous le patronage de l'Union Internationale de Physique durant l'année 1954.

A Lund (Suède), à la fin du mois de juin : Colloque de Spectroscopie et réunion de la Commission mixte de Spectroscopie.

A Londres, du 6 au 10 juillet : Réunion de la Commission mixte de Microscopie électronique; 8e Assemblée générale de l'Union de Physique; Réunions des Commissions des « Symboles, Unités, Nomenclatures » (S.U.N.) et des «Publications».

A Bristol, du 13 au 17 juillet : Colloque sur la Physique des Solides (Défauts dans les cristaux), sous la présidence du Professeur N. F. Mott; Réunion de la Commission de « Physique de l'État Solide ». *Secrétariat* : H. H. Wills Physical Laboratory, Royal Fort, Bristol 8.

A Glasgow, du 13 au 17 juillet : Colloque sur la Physique nucléaire théorique et expérimentale, sous la présidence du Professeur P. I. Dee.

Le Gérant : Maurice Blondin. 144225 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1953.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 21 NOVEMBRE 1952.

Présidence de M. PORTEVIN et de M. PAUTHENIER.

M. LE PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. BRIN (André, Yves), Assistant agrégé (Laboratoire de Physique industrielle de la Faculté des Sciences de Marseille, 16, boulevard Marius-Thomas, Marseille (7e), présenté par MM. Rouard et Mérigoux.

ECOCHARD (François), Agrégé de Physique, 4, rue du Jardin-des-Plantes, Lyon, présenté par MM. Déjardin et Janin.

POINCELOT (Paul, Marcel), licencié ès-sciences, Ingénieur E. S. E., Ingénieur en Chef des P. T. T. (C. N. E. T.), 10, rue Jobbé-Duval, Paris (15e), présenté par MM. Louis de Broglie et Abadie.

DE TROYER (André), Docteur ès-sciences physiques, 35, rue du Manège, Louvain (Belgique), présenté par MM. P. Kipfer et M. de Hemptinne.

VIGNERON (Lépold, Denis), ancien élève de l'École Normale supérieure, chargé de recherches au C. N. R. S. au Collège de France, présenté par MM. Chantal et Philbert.

Colonel WILLIAMSON (William E), Ambassade américaine, 58, rue de la Boétie, Paris (8e), présenté par MM. Reid et Jacquinot.

Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Quelques résultats de la spectroscopie des rayons X : de la couleur de l'argent à la constitution électronique des « actinides »;

par Mlle Y. CAUCHOIS,

Professeur au Laboratoire de Chimie physique de la Faculté des Sciences.

Les spectres de rayons X des solides montrent, à la limite de chaque série K, L_I, L_{II}, ... des bandes d'émission dûes aux transitions des électrons faiblement liés et des électrons de conductibilité vers le niveau X en jeu : K, L_I, L_{II}, ... L'intensité émise au voisinage d'une fréquence ν est proportionnelle à la densité $N(\varepsilon)$ des états d'énergie au voisinage de l'énergie correspondante, ε (comptée par exemple, à partir du potentiel moyen des électrons dans le solide) et à une probabilité de transition $p(\varepsilon)$. La « discontinuité » et les structures d'absorption s'observent de même vers la limite de chaque série; le coefficient d'absorption est proportionnel à $N(\varepsilon)\ p(\varepsilon)$; mais la densité $N(\varepsilon)$ correspond alors à des états normalement inoccupés et $p(\varepsilon)$ représente la probabilité de transition de l'électron du niveau X vers un état inoccupé. Sans calculer $p(\varepsilon)$, nous pouvons l'estimer à l'aide des règles de sélection. Beaucoup des fonctions d'onde pour les états en question dans l'émission ou dans l'absorption qui dérivent des fonctions d'ondes atomiques, doivent être généralement plus ou moins « hybridées ». Malgré cela, une analyse photométrique des bandes X d'émission et des spectres d'absorption peut apporter des renseignements très directs sur $N(\varepsilon)$.

Dans certains cas, elle peut indiquer la décomposition de $N(\varepsilon)$ par rapport à des fonctions d'onde ayant un caractère s ou p ou d, ... dominant.

Dans le cas des métaux, la distribution des électrons de conductibilité s'étale sur une gamme d'énergie de plusieurs eV jusqu'à une énergie maximum ε_0, où se place ce que nous appellerons la surface de Fermi. Les bandes d'émission apportent des informations sur la lacune formée dans cette bande de conductibilité par l'acte d'émission X. Il n'y a pas normalement, à basse température, d'électron d'énergie supérieure à ε_0. Mais il existe une suite quasi continue d'états d'énergie inoccupés qui forment avec les états occupés une suite sans solution de continuité. Le photoélectron « libéré » de l'atome par l'acte d'absorption en couche X peut venir prendre place dans cette distribution, compte tenu des règles de sélection. La surface de Fermi se manifeste dans le spectre X par un bord net à la limite de grande fréquence de la bande d'émission. K, par exemple, que nous appelons discontinuité d'émission K; et par la discontinuité d'absorption K dont la fréquence est la même. Le spectre d'absorption X apporte des informations sur les états que peut occuper le photoélectron.

Des transitions d'électrons faiblement liés à l'atome

vers ces états inoccupés peuvent aussi se produire lorsque le métal est irradié par une lumière de fréquence suffisante, fréquence qui peut être assez faible pour appartenir au domaine de l'optique ordinaire. Ce processus doit entrer en compétition avec la mise en vibration des électrons sous l'action du champ de l'onde incidente pour produire l'absorption optique

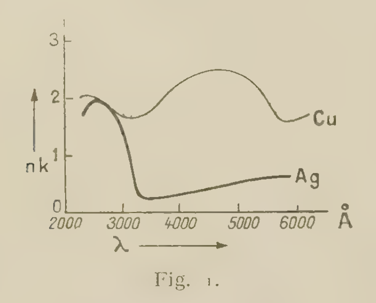


Fig. 1.

d'un métal observable globalement et responsable de sa couleur. Les métaux nobles Cu, Ag, Au, sont formés d'atomes de configuration électronique $3d^{10}\ 4s^1$, $4d^{10}\ 5s^1$ et $5d^{10}\ 6s^1$ respectivement; donc la couche d est complète et l'électron s devient l'électron de conductibilité. Ces métaux montrent une forte absorption dans le visible ou l'ultraviolet (*fig.* 1, d'après [1]). N. F. Mott a proposé [2] de l'expliquer par un « effet photoélectrique interne » : la transition d'un électron d vers les états d'excitation de la distribution inoccupée du métal. Or, le spectre X d'émission nous permet de déterminer l'énergie minimum nécessaire pour ce transfert : elle est égale à la distance entre le maximum d'intensité correspondant à la bande d et la discontinuité. (Pour le mécanisme de ce transfert, *voir* J. Friedel [3]). Les mesures doivent être faites dans le domaine des rayons X mous afin d'avoir une dispersion suffisante en fréquence, c'est-à-dire en énergie.

Dans le cas du cuivre, les discontinuités L_{III} et L_{II}

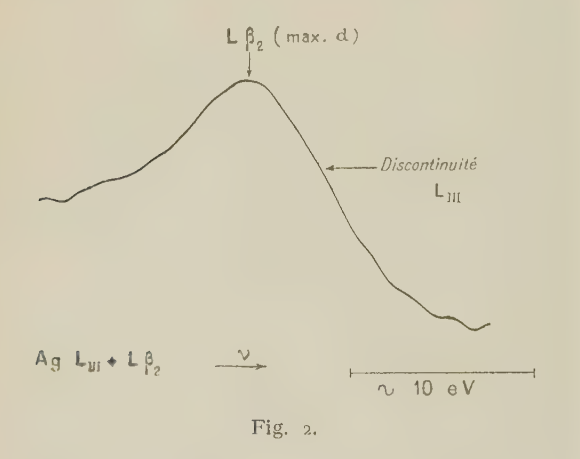


Fig. 2.

d'émission sont masquées par des émissions parasites; l'auteur a pu obtenir le spectre L d'absorption et localiser ainsi les deux discontinuités par rapport aux maxima d'émission d; en tenant compte des largeurs respectives des bandes et des discontinuités, on peut montrer que l'absorption optique doit débuter vers 2,3 eV et croître jusqu'à environ 3 eV; l'accord est bon avec la courbe d'absorption optique qui présente un maximum d'absorption vers 4500-5000 Å (soit 2,5 à 2,7 eV) responsable de la couleur rouge du cuivre (*voir* Y. Cauchois [4]).

Dans le cas de l'argent, la contribution des électrons de conductibilité au spectre X n'avait pas été mise en évidence; l'auteur l'a observée dans le spectre L sous forme de bandes très faibles accolées aux émissions d très intenses : $\beta_2(L_{III}\,N_V)$ et $\gamma_1(L_{II}\,N_{IV})$. Le bord de grande fréquence de chaque bande coïncide pratiquement avec la discontinuité d'absorption (L_{III} ou L_{II} respectivement). La distance entre le maximum d et la discontinuité correspondante est d'environ 4 eV (*fig.* 2) et laisse attendre une absorption optique vers 3100 Å; l'accord est très satisfaisant avec la courbe de la figure 1, c'est-à-dire avec la couleur de l'argent (*voir* Y. Cauchois [5]).

Passons à un autre genre de problème susceptible d'être abordé à l'aide des spectres X.

On sait que les niveaux d'énergie des atomes se calculent à partir des diverses fréquences X d'émission et d'une seule fréquence d'absorption [6]. Pour les atomes lourds ($Z > 70$ par exemple), on choisit la fréquence d'absorption L_{III}. Cela revient à rapporter les énergies à l'énergie de l'atome Z qui présente une lacune en couche L_{III}; si les mesures sont faites sur le métal, l'électron qui laisse derrière lui cette lacune est transféré à la surface de Fermi, ou sur l'un des états les plus voisins d'une distribution $N(\varepsilon)$ à caractère s ou plus probablement d. Si l'atome présente une couche d incomplète, elle donnera une distribution d inoccupée à grande densité d'états dans le métal; on observe alors des raies blanches d'absorption au voisinage des discontinuités pour lesquelles le niveau X a le caractère p, comme L_{III}.

On a déjà longuement discuté sur ce que l'on appelle l'anomalie des niveaux M de certains atomes : il existe une différence (ΔM_{IV} ou ΔM_V respectivement) entre la valeur calculée pour M_{IV} et pour M_V à l'aide de la fréquence d'absorption L_{III} et de fréquences d'émission (telles que $L_{III}\ M_{IV}$, $L_{III}\ M_V$, ...) d'une part, et la fréquence de la discontinuité d'absorption (M_{IV} ou M_V) d'autre part. Cette différence s'interprête immédiatement si l'on admet que l'hybridation des fonctions d'onde à la surface de Fermi n'est pas complète et ne permet pas la transition vers son voisinage de n'importe quel électron atomique. Les éléments comme l'or et ses voisins dans le tableau périodique montrent de fortes valeurs positives de ΔM_{IV} et ΔM_V, très supérieures aux erreurs d'expérience probables; donc la probabilité de transition des électrons M_{IV} ou M_V vers la surface de Fermi est très faible et les états f vers lesquels les transitions ont lieu avec une grande probabilité sont localisés très au-dessus de la surface de Fermi. Mais on constate que ΔM_{IV} et ΔM_V deviennent beaucoup plus petites (étant peut-être nulles ou faiblement négatives) pour $Z > 88$, c'est-à-dire à partir du radium. On se reportera à Y. Cauchois [6], [7], [8], [9], [10]. De nouvelles observations de l'auteur ont porté sur le thorium et l'uranium. Au stade expérimental actuel, on peut en conclure que dans les métaux

correspondants il existe des états *d et f mêlés* vers lesquels se font les transitions d'absorption $2p$ et $3d$.

Des observations complémentaires sur les absorptions L_I donnent à croire que les états à caractère *p*

Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

que peut venir occuper un photoélectron provenant d'un niveau *s* (ou *d*) se placent un peu au-dessus des niveaux $d + f$.

Ces représentations semblent confirmés par d'autres faits d'expérience : pour le thorium métallique par exemple, les discontinuités $1s$, $2s$, $3s$ ne montrent pas de raies blanches (les états *p* ne forment pas des bandes de grande densité dans la distribution des états de conductibilité); mais les discontinuités $2p$, $3p$ et $3d$ montrent des raies blanches très marquées (*fig.* 3, 4 et 5), elles indiquent des régions de forte densité $d + f$ dans la distribution des états de conductibilité normalement inoccupés. Ces points de vue déjà exprimés par l'auteur semblent confirmés par un récent calcul théorique de J. Friedel [11]. Ils seraient en accord avec les configurations électroniques proposées par Seaborg pour les « actinides ».

[1] Seitz F. — Modern theory of solids, 1940.
[2] Mott N. F. — The theory of the properties of metals and alloys, 1936.
[3] Friedel J. — *Proc. Phys. Soc.*, B, 1952, **65**, 769.
[4] Cauchois Y. — *Phil. Mag.*, 1952 (sous presse).
[5] Cauchois Y. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 613.
[6] Caichois Y. — *J. Phys. Rad.*, 1952, **13**, 113.
[7] Cauchois Y. — *C. R. Acad. Sc.*, 1942, **214**, 68.
[8] Cauchois Y. — *J. Physique Rad.*, 1942, **8**, 5 S.
[9] Cauchois Y. — *Disq. Mat. et Phys.*, 1942, **2**, fasc. 2-4, 319-330.
[10] Cauchois Y. — *C. R. Acad. Sc.*, 1943, **216**, 762.
[11] Friedel J. — *Phil. Mag.* (sous presse).

A la suite de cette Communication, M. Haïssinsky présente les remarques suivantes :

En relation avec l'hypothèse de Seaborg mentionnée par Mlle Cauchois je voudrais faire remarquer que la répartition des électrons externes en couches $6d$ ou $5f$ dans les atomes lourds (Th et suivants) est un problème très important pour la chimie des *cis*- et *trans*-uraniens. En effet, si l'on admet avec Seaborg que les électrons de valence occupent les orbites $5f$ à partir de Th, celui-ci serait un homologue de Ce, Pa serait l'homologue de Pr, U celui de Nd. Ces conclusions sont contredites par les faits chimiques, comme je l'ai déjà indiqué à d'autres occasions. L'examen des propriétés chimiques fondamentales des éléments de la septième période conduit à conclure que les éléments 89-92 (Ac, Th, Pa, U) sont les homologues normaux des éléments se trouvant dans les colonnes verticales III-VI du système périodique et ce n'est que Np (93), Pu (94) et Am (95) qui présentent de strictes analogies de propriétés, semblables à celles d'U. L'occupation des orbites $5f$ ne débute sans doute pas avant Np, tout au plus avec U.

Ces conclusions chimiques ont été confirmées tout récemment par les mesures magnétiques réalisées à Harwell par Dawson (*Nucleonics*, septembre 1952) et par les données cristallographiques de Zachariasen (*Acta Cryst.*, 1952, p. 19). Selon ces auteurs, la présence d'électrons $5f$ est exclue pour Th, Pa et U métalliques et leurs composés (sauf U_{III} qui est douteux). Sans vouloir critiquer les expériences de Mlle Cauchois qui échappent à ma compétence, je désirerais lui demander si dans le cas des rayons X, où l'énergie mise en jeu est considérable, les transitions éventuelles aux états *f* ne pourraient s'expliquer par l'excitation des atomes intéressés sans que cela implique l'occupation de ces états dans les métaux et leurs composés à l'état normal ? D'autre part, la présence éventuelle de pellicules d'oxydes de Th et d'U, très difficile à éviter, ne pourrait-elle jouer un rôle dans ces mesures ?

Réponse de Mlle Y. Cauchois.

M. Haïssinsky a rappelé les caractères chimiques des derniers éléments du tableau périodique, ainsi que la conclusion des études cristallographiques de W. H. Zachariasen sur le thorium, le protoactinium et l'uranium métalliques. Nos expériences sur les spectres X des métaux conduisent à se représenter soit une distribution de lacunes dans la bande de conductibilité d'un atome qui n'est plus ionisé en couche profonde (après l'émission X); soit une distribution d'électrons dans des états normalement inoccupés, mais lorsque l'atome présente une lacune en couche profonde (après l'absorption X). Ce sont essentiellement les résultats des spectres d'absorption que j'ai rapportés ici en considérant les caractères de symétrie probables pour les fonctions d'onde de photoélectrons transférés dans la distribution normalement inoccupée. Il n'est pas douteux que les résultats expérimentaux attribués ici aux métaux (Th et U) devraient être reconsidérés si les produits employés contenaient une très forte proportion d'oxydes. Nous savons que les poudres de thorium et d'uranium sont très oxydables et peuvent même devenir pyrophoriques lorsqu'elles sont extrêmement fines. Mais les résultats obtenus pour les absorptions L avec les oxydes dont nous avons pu disposer diffèrent de ceux obtenus avec nos échantillons de métaux; ces derniers ne semblent pas montrer une participation importante des oxydes au spectre (*voir* I. Manescu [1]). Toutefois, j'ai fait usage dans mes conclusions de quelques données obtenues autrefois par d'autres expérimentateurs; elles seront contrôlées dans mon laboratoire à l'aide des produits les plus purs que nous pourrons obtenir. Les spectres d'émission M seront réexaminés aussi. Nous verrons ainsi comment placer nos résultats définitifs par rapport à ceux des mesures magnétiques effectuées sur des ions « ordinaires » divers; et nous pourrons peut-être dire si ils suggèrent l'existence d'états $5f$ et $6d$ dans la distribution de conductibilité de ces métaux.

[1] Manescu I. — *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **225**, 537.

2. M. le Président Pauthenier présente M. Squire, Professeur au Rice Institute, Houston, Texas (U.S.A.), invité par la Faculté des Sciences à professer un cours sur la Physique des basses températures, qui développe une Communication sur la

Physique des basses températures.

Après quelques mots d'explications sur les propriétés des supraconducteurs et la suprafluidité de l'hélium, présentation d'un film en couleurs (15 mn) sur les expériences faites au National Bureau of Standards à Washington. Les recherches faites au Rice Institute sur les supraconducteurs sont présentées : elles concernent les mesures et le calcul des courants qui interviennent dans l'effet Meissner. On examine brièvement la théorie thermodynamique de la supraconductibilité et les expériences projetées au Laboratoire Aimé Cotton à Bellevue.

SÉANCE DU 19 DÉCEMBRE 1952.

Présidence de M. Portevin.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Laurent (Paul, Henri), Docteur ès-sciences, Maître de recherches, E. N. S. M. A., place Montierneuf, Poitiers (Vienne), présenté par MM. Cotte et Jacquesson.

Mangin (Claude), Assistant de Physique à la Faculté des Sciences de Poitiers, 14, rue de la Souche, Poitiers (Vienne), présenté par MM. Cotte et Gray.

Le Père Moretti (Jean), Docteur ès-sciences, Professeur à la Faculté de Philosophie de Chantilly, Les Fontaines, Chantilly (Oise), présenté par le P. Lejay et le P. Abelé.

Szepesi (Zoltan), Ingénieur, Canadian Marconi Company, 2442, Trenton Avenue, Montréal, 16 (Canada), présenté par MM. L. Néel et J. Benoit.

Conférence de M. H. G. Kuhn,
Fellow of Balliol College, Oxford.

La structure fine des spectres atomiques de l'hydrogène et de l'hélium ionisé.

Rappel des travaux de Lamb et Rutherford sur la position exacte des termes S dans l'hydrogène, et de leur importance au point de vue théorique.

Mesures spectroscopiques faites par l'auteur au Clarendon Laboratory sur les raies du deuterium : dispositifs expérimentaux (lampe refroidie à l'hydrogène liquide, étalon double de Fabry-Pérot) et résultats obtenus.

Mesures nouvelles en cours sur les raies de l'hélium ionisé, et résultats préliminaires, comparaison avec les prévisions théoriques.

(Cette conférence est organisée en commun par la Société française de Physique et la Faculté des Sciences de Paris, et le Bureau de la Société exprime ses remercîments à M. le doyen Châtelet.)

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 14 NOVEMBRE 1952.

M. Portevin préside.

Deux Communications ont été présentées.

1. — Tolérances relatives à une pupille annulaire et leur application aux microscopes à miroirs;

par M. V. H. Steel,
Institut d'Optique.

Dans tous les systèmes optiques où l'on emploie des miroirs, la pupille présente le plus souvent une obturation centrale qui provoque une perte de contraste dans l'image. Dans le cas d'un instrument

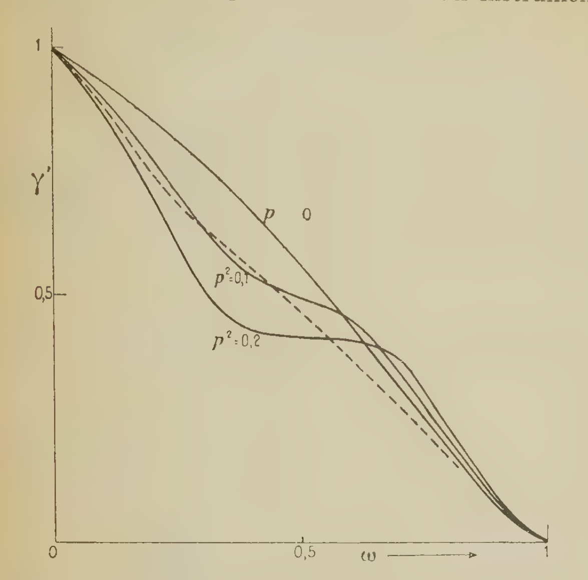


Fig. 1. — Contraste de l'image de mires sinusoïdales.

aberrant, il faut modifier les tolérances sur les aberrations pour tenir compte de cette perte. Mais l'obturation réduit d'ailleurs l'effet des aberrations sur la qualité de l'image et les tolérances que nous avons calculées [1] résultent d'une étude de ces deux effets combinés.

Les travaux antérieurs [2], [3] relatifs à cette question sont basés sur une étude de l'image d'un point. Mais l'obturation centrale et les aberrations ont des influences très différentes sur la répartition de l'éclairement dans cette image, et il y a lieu d'étudier aussi le cas de divers objets étendus, éclairés en lumière incohérente. Nous avons calculé, tout d'abord pour l'instrument stigmatique, l'intensité centrale de l'image de la ligne, de mires périodiques indéfinies et de disques.

D'après l'étude de l'image d'un point, on trouve qu'un contraste de 0,8 (qui correspond à la valeur fournie par un instrument à pupille circulaire avec une aberration égale à sa tolérance) résulte d'une obturation égale à 0,45 du diamètre de la pupille. Mais, lorsqu'on envisage des dimensions particulières des objets étendus, on trouve que l'effet sur l'intensité centrale de l'image dû à une aberration tolérable correspond à celui d'une valeur de 0,33 de l'obturation, valeur qui fournit une intensité centrale égale à 0,8 pour l'image d'un point lumineux ou un contraste égal à 0,9, pour l'image d'un point noir.

Sur la figure 1, nous présentons un cas typique, celui de la mire sinusoïdale infinie. Le contraste γ' de l'image y est représenté en fonction de ω (ω est la demi-fréquence de la mire, le pas étant $\frac{\pi}{\omega}$ en coordonnées réduites). Les courbes continues représentent les cas d'un instrument stigmatique avec des obturations de valeurs 0, 0,1 et 0,2 de la surface (0,32 et 0,45 du diamètre), et la courbe en tirets est relative à une pupille circulaire avec une aberration égale à sa tolérance; cette courbe-ci représente une valeur moyenne des résultats calculés pour un défaut de mise au point et pour les aberrations sphériques du troisième et du sixième ordre. Pour une valeur de ω égale à 0,4, on voit que la perte de contraste due à l'aberration est égale à celle due à une obturation égale à 0,33 du diamètre de la pupille.

Nous avons ensuite fait intervenir les effets des aberrations par une méthode de calcul approximative dont l'erreur est moindre que 2 pour 100 pour une aberration égale à sa tolérance. Si l'on n'étudie que le point, on doit baser les tolérances sur le contraste de l'image d'un point noir, mais, à cause des indications que nous avons trouvées dans le calcul des images des objets étendus pour l'instrument stigmatique, nous avons calculé une deuxième série de tolérances qui sont basées sur l'intensité centrale de l'image du point lumineux.

Pour étudier les effets des aberrations égales à ces deux tolérances sur l'image des objets étendus, nous avons calculé l'intensité centrale de l'image pour les mêmes objets déjà cités en tenant compte des effets d'une obturation et d'aberrations combinés. Nous avons adopté la règle que, pour tous les objets, le contraste de l'image fournie par l'instrument obturé doit être le même que celui donné par un instrument sans obturation, quand il a une aberration égale à sa tolérance. D'après cette règle, on trouve que les tolérances déterminées à partir du calcul du contraste de l'image d'un point noir ne sont pas assez

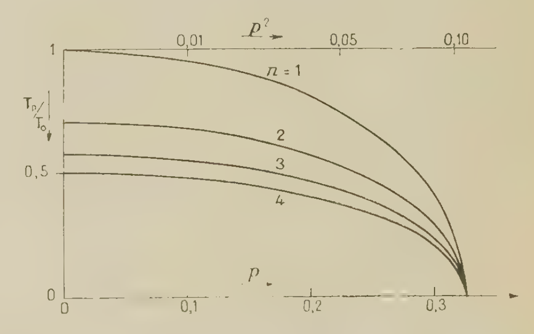


Fig. 2. — Tolérances sur les aberrations, d'après l'étude des objets étendus.

sévères lorsqu'on envisage des dimensions particulières des objets étendus; pour satisfaire à la règle ci-dessus, il faut déduire les tolérances de l'étude de l'image d'un point lumineux. Les différences entre ces deux séries de tolérances sont assez importantes; nous avons vu que les tolérances sur l'obturation seule sont égales à 0,45 et 0,33 du diamètre de la pupille et l'on trouve que les limites pratiques qui ménagent aux aberrations une influence égale à celle de l'obturation sont 0,40 et 0,29.

On peut représenter les deux séries de tolérances sous la forme

$$(1-p^2)\left\{\left[\frac{b_1}{T_0(b_1)}\right]^2+\left[\frac{b_2}{T_0(b_2)}\right]^2+\ldots\right\}+\left[\frac{p}{T(p)}\right]^2\leq 1,$$

où p est le diamètre d'obturation, b_n le coefficient

d'aberration dans la notation de Nijboer, T_0 (b_n) la tolérance sur b_n pour une pupille sans obturation et T (p) la tolérance sur p. On obtient l'une ou l'autre des deux séries en posant

$$T(p) = 0.45 \qquad \text{ou} \qquad T(p) = 0.33.$$

Les tolérances qui correspondent au point lumineux sont représentées sur la figure 2 pour n aberrations indépendantes, n allant de 1 à 4.

Le microscope à miroirs est probablement l'exemple le plus intéressant d'une application de cette théorie. On trouve que l'objectif à deux miroirs concentriques qui représente un système dont les aberrations peuvent être corrigées facilement ne peut pas satisfaire même les tolérances les moins sévères. On peut calculer cependant, par les méthodes générales que nous avons développées, la qualité des images qu'il fournit. L'obturation peut être réduite en utilisant les surfaces non concentriques, mais la còma devient maintenant très importante et l'on trouve, d'après nos tolérances, que le champ utilisable est limité à un rayon de 30 μ à peu près.

On peut aussi réduire l'obturation en prenant davantage de miroirs. Avec trois surfaces concentriques, on arrive entre les deux tolérances, mais on trouve qu'il est inutile d'aller plus loin; des systèmes à quatre surfaces concentriques ne sont pas pratiques. Si les miroirs ne sont, cependant, plus concentriques, l'emploi de trois ou de quatre miroirs conduit à un objectif qui satisfait à toutes les tolérances établies dans cette étude, dans des cas variés d'objets étendus.

[1] Steel W. H. — *Thèse*, Paris, 1952 et *Revue d'Optique*, 1953 (à paraître).
[2] Steward G. C. — *Phil. Trans.*, A, 1925, **225**, 131.
[3] Erey P. S. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 183.

2. — Optique à miroirs pour microscope;

par MM. Nomarski et P. Rousseau,
Institut d'Optique.

Le système présenté est du type Cassegrain quasi monocentrique à surfaces sphériques. Il est utilisé dans l'ultraviolet et l'infrarouge; la distance libre du travail permet la micromanipulation et les études à haute température. Les objectifs présentés ont une ouverture numérique de 0,5 (portée à 0,75 par immersion) pour laquelle la correction de l'aberration sphérique est possible sans déformation des surfaces.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 12 DÉCEMBRE 1952.

M. Portevin préside.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Étude du scahering en fin de parcours des traces se terminant dans les émulsions;

par Mme J. Jouvin,
Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique.

On propose une méthode pour la détermination des masses des particules s'arrêtant dans les émulsions (protons, mésons, etc.) par l'étude du scahering en fin de parcours. Cette méthode doit définir la précision et améliorer l'erreur introduite par les autres procédés de mesure.

2. — Étude du rayonnement de freinage interne émis par le nuclide ^{32}P;

par M. G. A. Renard,
Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France.

On a étudié par la méthode du compteur proportionnel, le spectre des photons de freinage interne dans la région 3 à 30 keV. L'accord avec la théorie est satisfaisant et montre que l'on peut négliger l'influence du champ coulombien pour de telles énergies.

3. — Sur l'excitation du cortège électronique provoquée par émission α ou β;

par Mme P. Benoist,
Laboratoire Curie de l'Institut du Radium.

Les phénomènes d'excitation et d'ionisation du cortège électronique sont analysés et décrits qualitativement dans le cas des émissions α et β. L'énergie moyenne d'excitation de l'atome final pour l'émission β est calculée. On discute ensuite brièvement l'effet du cortège électronique sur la forme du spectre β.

4. — Sur l'excitation du cortège électronique lors de la désintégration α de ^{210}Po;

par M. M. Riou,
Laboratoire Curie de l'Institut du Radium.

La comparaison des intensités des rayonnements K et L de Pb et celle de la raie γ de 800 keV émis par ^{210}Po montre que la majeure partie des rayonnements K et L de ^{210}Po ne sont pas excités par conversion interne. Les probabilités d'excitation des couches K et L que l'on obtient sont en assez bon accord avec les probabilités calculées par Migdal pour le phénomène d'ionisation interne provoqué par les rayons α de ^{210}Po.

SECTION SUD-OUEST
(Bordeaux).

SÉANCE DU 27 NOVEMBRE 1952.

Ont été élus pour l'année 1952-1953 :

M. F. VALENTIN, Secrétaire de la Section Sud-Ouest;
M. ROUSSET, Secrétaire adjoint.

Les deux Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Premiers résultats d'une étude polarimétrique, en ondes V. H. F., de résonateurs métalliques dissymétriques;

par MM. Roger SERVANT et Pierre LOUDETTE.

En vue d'étudier divers modèles macroscopiques de résonateurs, nous avons réalisé un dispositif d'études polarimétriques, en ondes hertziennes décimétriques, comprenant essentiellement [1] un tube guide d'ondes cylindrique avec à l'une de ses extrémités une antenne émettrice servant de polariseur et établissant dans le guide le mode TE_{11}, et à l'autre extrémité, un dispositif récepteur-analyseur (doublet replié, détecteur Si-W, milliampèremètre). L'émetteur est un oscillateur à lignes utilisant des lampes E. C. 41. La gamme d'ondes V. H. F. utilisée est commode, car la réalisation et la modification des modèles est simple à cette échelle.

Avec ce dispositif, nous avons constaté [2] que si nous placions dans l'axe du guide d'ondes une hélice monospire de faible pas, on observait que pour une longueur d'onde donnée, à toute vibration rectiligne incidente correspondait une vibration rectiligne émergente ayant tourné d'un certain angle ρ. On a donc là un moyen simple de faire tourner, dans un guide d'ondes cylindrique, l'azimut du plan de polarisation.

De plus, la courbe de variation de ρ en fonction de la longueur d'onde, présente une variation en forme de $\int$, ou « anomalie », dans la région d'absorption de l'hélice. Cette anomalie est souvent de plusieurs dizaines de degrés. D'autre part, au centre de l'anomalie, la vibration émergente n'est plus rectiligne, alors qu'elle est complètement polarisée sur ses bords (souvent mieux que l'onde incidente). Ainsi (*fig.* 1) le rapport $\frac{i}{I}$ des courants minimum et maximum débités par l'analyseur lors de chaque pointé (pour des azimuts rectangulaires) passe de la valeur zéro sur les bords à une valeur maxima au centre.

A ce phénomène, qui rappelle de si près les anomalies de dispersion rotatoire naturelle des corps actifs absorbants ou encore les anomalies de rotation magnétique des solutions de sels paramagnétiques dans leurs bandes d'absorption, nous avons proposé de donner le nom « d'effet Cotton hertzien ».

Nous avons fait l'étude de ce phénomène, en

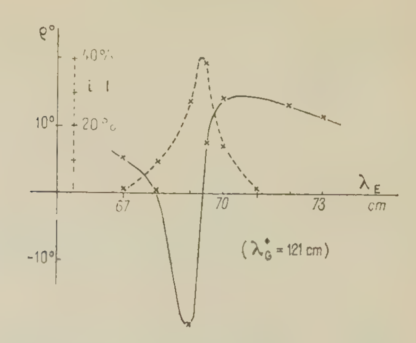


Fig. 1. — Hélice monospire plate :
$p = 5$ cm; $d = 21$ cm; $L = 66$ cm; g, $\alpha = 75°$.

fonction de la longueur de l'hélice, de son pas, de sa position, de son orientation, etc. Un rapprochement est sans doute à faire, pour les hélices à faible pas par exemple, entre la longueur d'onde active des anomalies rotatoires et la longueur d'onde critique de passage du mode de rayonnement normal au mode de rayonnement axial, selon Kraus [3], etc.

De même, dans certains cas (hélices mono-spires longues), nous avons pu mettre en évidence (*fig.* 2) [4] plusieurs anomalies, qui sont semble-t-il « couplées » au sens de la théorie du pouvoir rotatoire.

D'autres études sont en cours, sur les hélices multi-spires, et à l'opposé les cercles fendus, etc., afin de rechercher s'il n'y a pas, comme en optique, une dualité d'effets.

Mais, dès maintenant, il semble que l'on puisse dire que lorsqu'un résonateur participe à une dissymétrie, qu'elle soit propre ou induite, externe ou interne, il est à prévoir un effet Cotton hertzien. Le

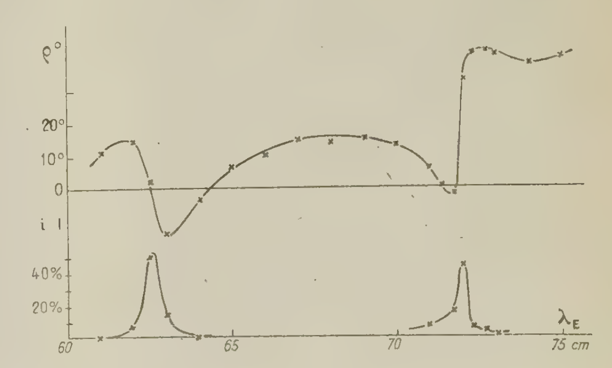


Fig. 2. — Hélice monospire longue :
$p = 44$ cm; $d = 14,4$ cm; $L = 63$ cm; d, $\alpha = -30°$.

phénomène paraît donc très général et affecte souvent des ordres de grandeur considérables.

[1] SERVANT R. et LOUDETTE P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1052.
[2] SERVANT R. et LOUDETTE P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 46.

[3] Kraus J. D. — *Proceedings of I. R. E.*, 1949, **37**, 263.
[4] Servant R. et Loudette P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 1953 et *Colloque Ampère* (*C. N. R. S.*), Paris, février 1952.

(*) Générateur de décharges condensées de 100 kV (présentation d'appareil);

par MM. F. Valentin et M. Sagot.

Dans des publications antérieures, nous avons indiqué l'intérêt que présentent les décharges condensées devant un récepteur photoélectrique à cellule

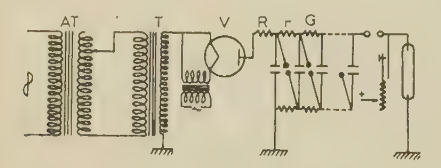


Fig. 1. — Schéma du générateur.

à vide [1] et présenté un appareil susceptible de produire des décharges de 10 kV [2].

Pour réduire encore le temps de décharge et augmenter ainsi l'éclat maximum à puissance moyenne constante, nous avons été amenés à étudier un générateur à capacité réduite chargé à un potentiel plus élevé. Dans notre montage à impulsions, nous chargeons une batterie de dix condensateurs en parallèle et nous les déchargeons en série.

Les condensateurs tous identiques (0,07 μF) sont montés dans un bâti en lucoflex, leur mise en série est réalisée par l'amorçage automatique des éclateurs qui les relient en quinconces et leur charge en parallèle est réalisée grâce à des résistances de forte valeur (50 à 100 kΩ), suffisamment faible pour que la constante de temps soit inférieure à la seconde et suffisamment forte pour ne dissiper qu'une énergie négligeable pendant la décharge.

Le boîtier de condensateurs est relié par une résistance R de plus forte valeur (200 à 400 kΩ), régularisant le débit et permettant une meilleure égalisation des potentiels des différents condensateurs, à l'anode d'un tube redresseur 1875 dont la cathode est portée à une tension alternative réglable entre 0 et 20 kV.

Le réglage de la tension, à l'aide d'un auto-transformateur AT (*fig.* 1), permet d'ajuster la cadence des éclairs. Les éclateurs ont été réglés pour que l'étincelle éclate pour une tension voisine de 10 kV.

Nous avons envoyé la décharge dans une lampe à vapeur de mercure à moyenne pression (brûleur Gallois) préalablement chauffée par courant continu jusqu'à l'établissement du régime normal : la lampe reste alors suffisamment chaude pendant tout le temps du passage d'une centaine d'éclairs.

L'aspect de la décharge, observée par photographie, est différent de l'aspect normal, la lampe paraît uniformément lumineuse, au lieu de présenter un fil lumineux et le rendement mesuré par voie photographique ou quotient du flux lumineux émis par l'énergie dépensée dans la lampe, n'est que de 50 pour 100 inférieur à celui qui correspond au fonctionnement normal, ce qui est acceptable.

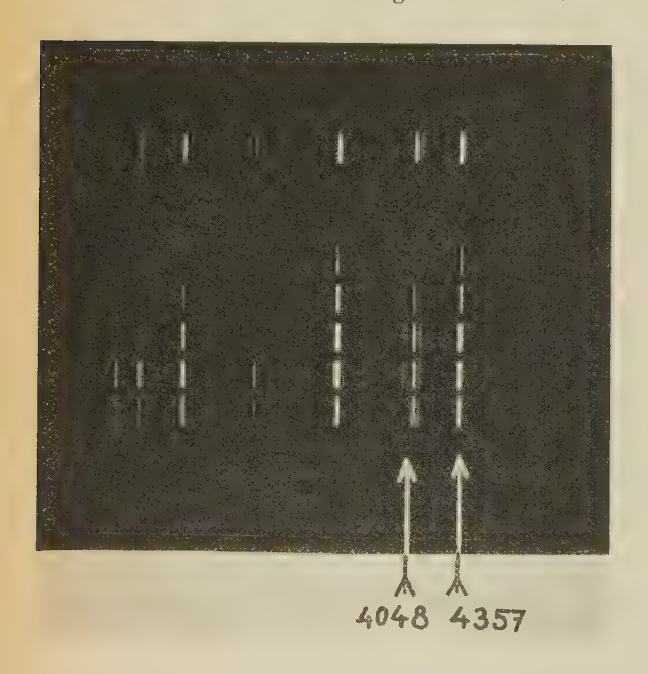


Fig. 2.
Spectres d'éclairs encadrés par deux spectres identiques en régime normal.

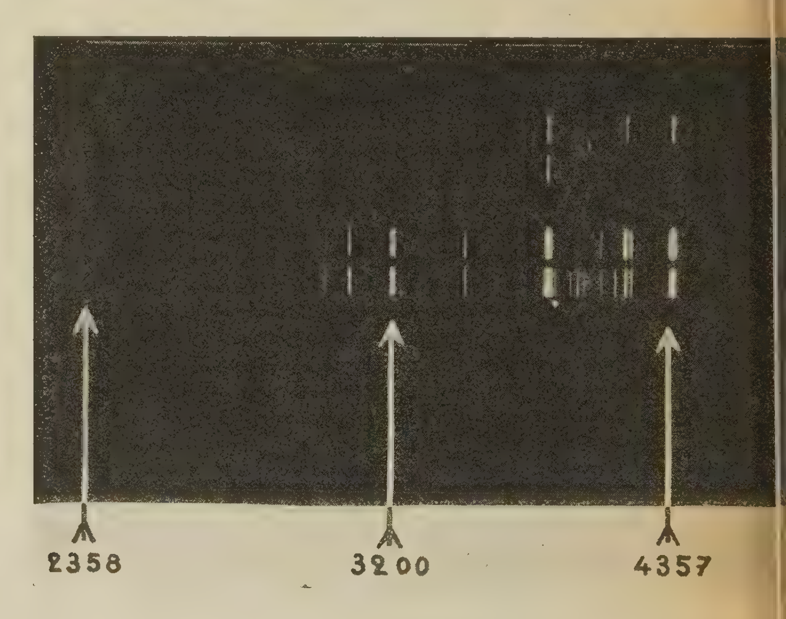


Fig. 3.
1re et 3e rangées : spectres en régime normal.
2e et 4e rangées : spectres d'éclair.

On notera l'apparition de raies du spectre d'arc, la répartition différente des intensités des différentes raies et la finesse de certaines raies en régime d'éclair.

Au point de vue spectroscopique, les clichés correspondant à la décharge présentent évidemment en plus des raies d'arc, des raies du spectre d'étincelle. La répartition des intensités des différentes raies du spectre d'arc est modifiée, exaltation du côté visible et moindre intensité du côté ultraviolet en général, il a fallu, poser cinq fois plus pour faire sortie la raie de résonance 2538 Å.

Le fond continu, contrairement à ce qu'on pouvait craindre, n'est pratiquement pas augmenté, et la plupart des raies ont conservé leur finesse, ainsi qu'on peut le voir sur le cliché, ce qui permettra l'utilisation de ce procédé d'excitation en diffusion Raman.

Nous avons mesuré l'intensité instantanée de la lampe à mercure à l'aide d'un montage à cellule photoélectrique placé devant un oxillographe. Pour avoir une constante de temps suffisamment faible, la cellule n'était chargée que par 10 kΩ; en comparant les courbes obtenues en régime de décharge et

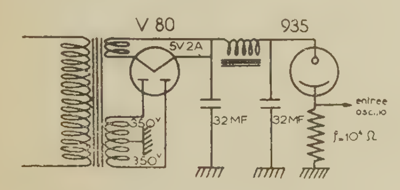


Fig. 4. — Schéma de principe du photomètre utilisé.

en régime normal, nous pouvons affirmer que l'intensité instantanée maximum est au moins 5000 fois supérieure à l'intensité normale. La lampe à mercure n'a montré aucun signe de fatigue après quelques milliers d'éclairs. Ce mode d'excitation présente donc bien son intérêt; d'autre part, nous pensons obtenir un meilleur rendement en réalisant une synchronisation plus parfaite des étincelles en série sur les différents éclateurs.

[1] Valentin F. — Détection des impulsions lumineuses brèves par un montage à multiplicateurs d'électrons. *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 73 et 73 S.

[2] Valentin F. et Monicard R. — Générateur à décharges condensées de grande puissance synchronisée par le secteur. *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 14 S et 15 S.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ.

SÉANCE DU 6 DÉCEMBRE 1952.

La séance a eu lieu à Besançon, sous la présidence de M. de Saint-Vaulry, Ingénieur à la Société Lip.

Trois Communications ont été présentées par :

M. Y. Doucet, Maître de Conférence à la Faculté des Sciences de Dijon;

M. Duffieux, Professeur à la Faculté des Sciences de Besançon;

M. Simonin, Ingénieur-Docteur à Dijon.

(*) 1. — Sur le critère cryométrique d'idéalité, et l'application de la théorie d'Arrhenius;

Par M. Y. Doucet,
Faculté des sciences de Dijon.

1° Quand on établit la loi de cryométrie par les relations de Clapeyron, on arrive à la formule connue

$$\theta = \frac{RT^2}{L}\, m,$$

après une série d'approximations qui font qu'on doit écrire en toute rigueur

$$\lim_{m=0}\left(\frac{\theta}{m}\right) = \frac{RT^2}{L}.$$

La théorie, ainsi conduite, ne donne rien sur la valeur de cette formule aux concentrations finies.

Il y a tout intérêt à partir de la notion d'équilibre entre les deux phases solide et liquide de la solution en écrivant l'égalité des potentiels thermodynamiques. Si la solution obéit à toute concentration à la loi tonométrique de Raoult, c'est-à-dire si elle est idéale, on trouve

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}T}(\mathrm{Log}\, N_1) = \frac{L}{RT^2}.$$

Cette relation exprime la loi de cryométrie sans aucune approximation. N_1 représente la concentration sous forme de la fraction molaire du solvant. L'intégration, dans le cas où L est indépendant de T, donne une formule du type Schröder-Le Chatelier :

$$\mathrm{Log}\, N_1 = \frac{L}{R}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right).$$

Posons

$$\theta = T_0 - T, \qquad \lambda = \frac{RT_0^2}{L}$$

et développons en série. On trouve

$$\frac{\theta}{m} = \lambda\left[1 - \left(\frac{M_1}{2\,000} + \frac{\lambda}{T_0}\right) m + \frac{M_1}{1\,000}\left(\frac{M_1}{3\,000} + \frac{\lambda}{T_0}\right) m^2 + \ldots\right].$$

On a l'habitude de prendre comme critère d'idéalité, le fait que l'abaissement molaire $\frac{\theta}{m}$ est indépendant de la concentration. En réalité, on voit que la loi tonométrique de Raoult, qui définit la solution idéale, n'entraîne pas $\frac{\theta}{m} = \lambda$ mais la formule ci-dessus. La pente de la tangente à l'origine n'est pas nulle. Pour les solutions benzéniques, par exemple, elle est — 0,292, donc très accessible à l'expérience. Cette pente est encore plus grande si le corps dissous

est un électrolyte se dissociant en ν ions. Elle devient

$$-\nu\lambda\left(\frac{\nu M_1}{2\,000}+\frac{\nu\lambda}{T_0}\right).$$

Il se trouve que les milieux salins à très grandes forces ioniques comme les sels fondus, forment des solutions idéales avec certains oxydes et sels. Ils sont justiciables de la loi cryométrique ci-dessus. Par exemple, l'équation de la tangente à l'origine pour un sel donnant trois ions, en solution dans la cryolithe fondue ($\lambda = 41$) est

$$\frac{\theta}{m} = 123 - 50{,}6\,m.$$

2° Les solutions aqueuses d'électrolytes ne sont jamais des solutions idéales. L'écart à l'idéalité des électrolytes forts totalement dissociés serait dû seulement aux actions électrostatiques entre ions. L'affaissement de la courbe cryométrique des électrolytes faibles est provoqué à la fois par la variation du nombre de particules avec la concentration et par d'autres causes d'écart à l'idéalité comme en présentent les non-électrolytes en solutions aqueuses. En général, on ne peut séparer ces deux effets et le calcul du coefficient de dissociation selon Arrhenius n'a aucun sens.

Cependant, lorsque le solvant est un hydrate salin ou un sel fondu, on a de bonnes raisons de penser que les divergences avec la loi de Raoult, au moins pour certains électrolytes faibles, sont uniquement dus à la dissociation partielle. Ces sels rentrent alors dans le cadre de la théorie d'Arrhenius. Mais il serait incorrect de leur appliquer la méthode de calcul de Van't Hoff, savoir,

$$i = \frac{\frac{\theta}{m}}{\lambda},$$

car on vient de voir que la loi des solutions idéales n'est pas $\theta = \lambda m$. Il faut prendre, pour les petites concentrations, la formule à deux termes, ou d'une façon plus générale, la formule logarithmique avec une molarité *im*.

Des calculs de ce genre ont été faits pour la dissociation de l'alumine dans la cryolithe fondue [1].

[1] *J. Chim. Phys.*, 1953, **50**, 42.

2. — Le sténopé apodisé;

par M. P. Michel Duffieux,

Faculté des Sciences de Besançon.

Ce petit appareil d'optique a été baptisé par M. Arnulf. Il permet quelques expériences curieuses dont le calcul utilise la fonction d'erreur de Gauss et les fonctions de Hermitte, rarement employées par les opticiens. Il est susceptible de quelques applications pratiques.

On obtient facilement un sténopé apodisé en interposant une matière absorbante aussi neutre que possible entre une lame à faces parallèles et la face courbe d'une lentille plan-convexe. Avec de l'encre de Chine et une lentille d'oculaire de quelques centimètres de focale, la largeur apparente du sténopé varie de 1 à 3 mm. Les liquides absorbants sont plus commodes que tous les mastics solides que nous avons pu nous procurer. L'encre de Chine a de nombreux inconvénients. Nous employons une solution de noir à l'alcool dans de la glycérine pure, de densité optique comparable à l'encre et convenablement centrifugée. Le sténopé se transforme facilement en une cuve hermétique par interposition d'une rondelle de caoutchouc, qui permet le réglage précis du contact.

Si l'on examine le sténopé sur fond blanc, la tache circulaire claire observée a pour méridienne, une fonction de Gauss : exp ($2ar^2$). Nous appelons rayon moyen, R, celui d'un sténopé non apodisé ayant même éclairement que le sténopé apodisé en son centre et laissant passer le même flux total. On trouve immédiatement :

$$R^2 = \frac{1}{2a}.$$

Dans les conditions d'examen ci-dessus, les *grands noirs* commencent entre les densités 3 et 4. Le rayon r correspondant à l'opacité apparente complète est, avec une incertitude de l'ordre du 1/10e, le triple du rayon moyen. On peut donc en évaluer une valeur suffisante, en examinant au travers du sténopé un papier quadrillé fortement éclairé.

La construction du sténopé lui laisse un résidu de convergence. Il donne donc d'un point situé sur l'axe une image réelle ou virtuelle à la distance Z_0. C'est ce que nous appelons le *foyer de phase*. La pupille du sténopé présente une distribution d'amplitude complexe, qui est une fonction de Gauss : exp (ar^2). L'image du plan Z_0 est donc aussi une fonction de Gauss; exp (br^2); r représentant toujours la distance à l'axe. Les faisceaux étant étroits et tous les rayons peu inclinés sur l'axe, la distribution d'amplitude complexe et celle de l'énergie dans un plan quelconque peuvent être calculées dans l'approximation de Fresnel. La distribution d'énergie est encore une distribution de Gauss. Le calcul perd théoriquement toute valeur au voisinage immédiat du sténopé, mais, comme la distribution d'énergie dans son plan est encore une distribution de Gauss, nous pouvons affirmer qu'à très peu près la section du faisceau donnée à travers le sténopé par un point lumineux a partout pour section une fonction de Gauss. Si l'on substitue un deuxième sténopé, incohérent, au point lumineux objet, le faisceau est élargi mais conserve toujours et partout une section qui, en énergie, est une fonction de Gauss.

Revenons au cas de l'objet ponctuel. Coupons le faisceau à la distance Z. Dans ce plan, le carré du rayon moyen $R(z)$ est inversement proportionnel à l'intensité sur l'axe, $I(z)$. On en conclut facilement que

$$R^2(z) = R^2(0)\,\frac{a^2Z^2 + \pi\left(\frac{Z}{Z_c} - 1\right)}{\pi^2}.$$

La section du faisceau présente un rayon minimum en un point Z_m qui est toujours entre le sténopé et son foyer de phase. Nous l'appelons le *foyer d'inten-*

sité. Il y a donc une convergence supplémentaire d'apodisation

$$\frac{1}{Z_m} - \frac{1}{Z_0} = \frac{a^2 Z_0^2}{\pi^2}.$$

Faisceau cylindrique. — On en obtient un, approximativement, aux environs de Z_m. En écrivant que la distribution d'énergie est la même dans l'image du plan Z_0 et dans celui du sténopé, ce qui est une solution commode, on obtient la relation

$$Z_0 = 1,14 R^2 . 10^5 \text{ cm},$$

pour la longueur d'onde moyenne de la lumière blanche 0,55 μ. Z_m est exactement égal à $Z_{0/2}$ et le rayon moyen y est réduit dans le rapport $\frac{1}{\sqrt{2}}$, c'est-à-dire à peu près de 7 à 5. La finesse du pinceau lumineux, que l'on peut définir comme le rapport $\frac{Z_0}{2R}$, croît proportionnellement à R. On atteint très vite des nombres invraisemblables :

R.	Z_0.	Finesse.
0,1 mm	11,4 cm	570
1 mm	11,4 m	5 700
1 cm	1,14 km	57 000
10 cm	114 km	570 000

Ces portées théoriques sont, évidemment, réduites par l'instabilité du faisceau. Elles le sont aussi, très vite, par le diamètre fini du point lumineux objet. Cependant, dans le cas de $R = 1$ mm et d'un point objet de 0,2 mm de diamètre placé à 1 m du sténopé, la portée du faisceau cylindrique n'est réduite que de moitié.

Le sténopé apodisé convergent utilisé dans les conditions ci-dessus est, nous le croyons, la solution la plus approchée du faisceau de section constante matérialisant le « rayon lumineux ».

En utilisant une lentille cylindrique plan-convexe, on obtient un *sténopé apodisé linéaire* qui, associé à une source de lumière rectiligne, donne une nappe plane d'épaisseur à peu près constante et suivant une loi de Gauss. Des essais sont en cours pour l'emploi des deux types de sténopé aux alignements et au nivellement.

Sténopé écrasé. — La pression de contact des deux surfaces de verre doit être soigneusement réglée pour éviter toute déformation des surfaces. Avec un sténopé dont le diamètre apparent est de l'ordre de 1 à 2 mm, on observe en exagérant la pression un phénomène curieux. La figure de diffraction à l'infini n'a qu'une frange circulaire lumineuse à centre noir. En accentuant la pression, il apparaît un point lumineux très fin au centre. C'est le calcul de cette frange annulaire qui fait intervenir les fonctions de Hermitte.

Un article plus étendu précisant les calculs, sera publié ultérieurement.

3. M. Simonin, Ingénieur-Docteur à Dijon fait un bref exposé de ses impressions de voyage aux États-Unis. Il appartenait à la mission de productivité n° 108 composée de plus de 200 ingénieurs européens invités par les États-Unis à l'occasion du centenaire de la Société des Ingénieurs civils américains. Indépendamment des manifestations du centenaire de la tournée organisée pour la visite des grands barrages américains, M. Simonin a pris contact avec l'Université d'Illinois à Chicago et avec une importante Société américaine qui occupe 1400 chercheurs. Il rend compte de ses impressions sur la Recherche aux U. S. A.

Après la séance, les Membres de la Société visitent, sous la conduite de M. le Professeur Mesnage et de M. le Directeur de l'École d'Horlogerie, les ateliers de l'École d'Horlogerie et l'Institut de Chronométrie de Besançon.

SECTION D'ALGER.

RÉUNION DU 18 NOVEMBRE 1952.

(*) Contribution à l'étude de certains problèmes de Microscopie ;

par MM. A. Blanc-Lapierre, P. Dumontet et M. Perrot.

1. Ce travail a pour point de départ certaines considérations relatives au pouvoir séparateur du microscope. Considérons, en lumière monochromatique, un objet plan défini par une certaine fonction $O[x, y]$ et son image caractérisée par une autre fonction $I(x, y)$. *A priori*, si l'on considère la transformation $\mathcal{T}$ qui fait passer de O à I, on peut se trouver en présence de deux situations tout à fait différentes : ou bien $\mathcal{T}$ *est biunivoque*, auquel cas, à partir de l'image différente de l'objet, on peut connaître complètement l'objet ou bien $\mathcal{T}$ *n'est pas biunivoque*, auquel cas I ne caractérise plus O et il y a perte d'information lorsqu'on remplace l'objet par l'image. La réponse à cette question est facile si l'on fait intervenir les représentations harmoniques de O et de I [1]. Pour discuter cette question, les auteurs se placent dans le cas de la diffraction à l'infini. La correspondance image-objet est un *filtre linéaire* qui ne laisse passer que les fréquences spatiales (ξ, η) situées à l'intérieur d'un domaine borné $\mathcal{L}_0$ [englobant l'origine du plan des fréquences (ξ, η)]. $\mathcal{T}$ n'est donc pas biunivoque.

2. L'existence d'une *bande passante définie* $\mathcal{L}_0$ permet de transposer à ce problème l'essentiel des résultats de la théorie de l'information et, en particulier, de définir dans les mêmes conditions que pour les communications ordinaires, la notion de *débit d'information* [2].

3. D'autre part, dans la bande passante transmise $\mathcal{L}_0$, les diverses composantes $e^{2\pi i(\xi\alpha+\eta\beta)}$ [dont la

superposition constitue l'objet à l'infini $\sigma[\alpha, \beta]$ (α, β paramètres angulaires)] sont transmises avec un coefficient de transmission $G(\xi, \eta)$ (gain de la théorie des filtres) qui est fonction de (ξ, η). L'image diffère de l'objet non seulement par *perte des hautes fréquences* (ξ, η) *extérieures à* $\mathcal{L}_0$ *mais aussi par distorsion d'amplitude dans* $\mathcal{L}_0$.

4. Les auteurs décrivent une méthode destinée à corriger la distorsion d'amplitude signalée au paragraphe précédent. Pour cela, il suffit, en principe, de remplacer l'image $S[\alpha, \beta]$ (qui a subi la distorsion d'amplitude) par la transformée S' de S dans un filtre linéaire de gain $1/G[\xi, \eta]$. Les auteurs ont étudié la réalisation pratique de cette correction dans le cas unidimensionnel de la diffraction par une fente. Ils ont étudié la possibilité d'obtenir une correction suffisamment approchée en remplaçant l'image $S[\beta]$ par une combinaison du type

$$S^2[\beta] = a_0 S[\beta] + a_2 \frac{d^2 S}{d\beta^2} + a_4 \frac{d^4 S}{d\beta^4} + \ldots$$

Cette substitution peut se ramener à l'élaboration d'un produit de composition de $S[\beta]$ par une fonction $R[\beta]$. Les auteurs ont indiqué le principe d'une machine destinée à réaliser ce produit de composition et décrit des réalisations expérimentales.

5. Il est possible de déceler l'existence d'objets dont le spectre ne contient que des fréquences spatiales complètement extérieures au domaine $\mathcal{L}_0$, c'est-à-dire des objets qui normalement sont complètement rendus invisibles par la diffraction. Il faut, pour cela, faire un *changement de fréquence* qui fasse apparaître des fréquences spatiales contenues dans $\mathcal{L}_0$ [3]. Ce procédé est la transposition pure et simple de méthodes classiques en Radioélectricité. Le changement de fréquence peut s'effectuer, en superposant à l'objet une plaque de transparence périodique. Des expériences sur des modèles à grande échelle sont présentées. L'objet est une plaque photographique sur laquelle ont été photographiées des franges d'interférences $[f_1]$ correspondant à une fréquence spatiale ν_1; le « *changeur de fréquence* » est une autre plaque sur laquelle ont été photographiées des franges $[f_2]$ correspondant à une fréquence spatiale $\nu_2 \neq \nu_1$. On observe ces plaques dans un système optique diaphragmé de telle sorte que la diffraction ne permette la transmission ni de ν_1 ni de ν_2. Si l'on superpose les deux plaques, on voit un battement basse fréquence de fréquence $|\nu_1 - \nu_2|$ qui décèle la présence de l'objet.

N. B. — On trouvera un exposé détaillé des points 1, 2, 3 et 4 dans : A. BLANC-LAPIERRE, *Transposition au domaine de l'optique de certains résultats de la théorie de l'information* (*Bulletin de la Société française des Électriciens*, 7e série, 1952, t. II, n° 20, p. 481).

[1] DUFFIEUX. — L'intégrale de Fourier et ses applications à l'Optique, Rennes, 1946.

[2] BLANC-LAPIERRE A. et PERROT M. — Diffraction et quantité d'information. *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 539.

[3] Les auteurs ont eu leur attention attirée sur cette question du changement de fréquence spatiale par une intéressante remarque faite à l'un d'eux par le Docteur Mac Kay, à l'occasion du Symposium sur la Théorie de l'information organisé à Londres, en septembre 1952

INFORMATIONS.

Informations A. — L'Union internationale de Physique organisera, en 1953, les réunions suivantes :

1° Colloque sur les « Problèmes optiques de la vision », du 15 au 17 avril, à Madrid. Secrétaire : Dr L. VILLENA, Consejo Nacional de Fisica Serrano 121, *Madrid*, Espagne et Commission internationale d'Optique, du 20 au 21 avril, à Madrid. Secrétaire : Pr. J. M. OTERO SERRANO, 121, *Madrid*.

2° Congrès d'Acoustique (et Commission) du 16 au 24 juin à La Haye, Delft, Hilversum et Eindhoven. Secrétariat : Pr. KOSTEN, Mijnbouwplein 11, *Delft*, Pays-Bas.

3° Colloque sur les rayons cosmiques (et Commission) du 5 au 11 juillet, à Bagnères-de-Bigorre, France. Secrétaire : Pr. L. LEPRINCE-RINGUET, 17, rue Descartes, *Paris* (5e).

4° Colloque sur la Physique théorique fondamentale (sur invitation) du 15 au 23 septembre, à Kyoto. Secrétaire : Dr Y. FUJIOKA, Science Council of Japan, Ueno Park, *Tokyo* et Comité exécutif de l'Union internationale de Physique.

Informations B. — Un colloque du C. N. R. S. sur l'Étude spectroscopique de l'eau dans les solides est prévu à Paris, du 24 au 26 juin 1953.

Il sera suivi d'une Réunion générale sur la spectroscopie moléculaire (du 29 juin au 2 juillet.)

Organisateurs : MM. A. KASTLER (24, rue Lhomond) et J. LECOMTE (1, rue Victor-Cousin).

Informations C. — Congrès de Télémétrie organisé par The American Institute of Electrical Engineers, The Institute of Radio Engineers et The Instrument Society of America, les 6, 7 et 8 mai 1953, à Chicago. Pour tous renseignements, s'adresser au Secrétaire général de la Société française de Physique, ou directement au Comité d'Organisation : National Telemetering Conference, Program Committee, 10010 Georgia Avenue, Silver Spring, *Maryland* (U. S. A.).

NOTE

concernant les communications à la Société francaise de Physique.

I. Afin de permettre aux différentes Sections d'établir leur programme de Communications pour l'année, les personnes qui désirent présenter des

Communications sont priées d'en informer le plus tôt possible les Présidents de Section, pour les Sections de Province, ou le Secrétaire général, pour la Section de Paris.

II. Il est rappelé, en outre, que les auteurs de Communications doivent absolument remettre, le jour même de leur Communication, les textes qui doivent être publiés au *Bulletin de la Société française de Physique*. L'expérience a montré en effet, que si cette règle n'est pas observée, il peut en résulter des retards considérables dans la parution des Comptes rendus de séances.

Pour les Sections de Province, les textes devront être transmis par l'intermédiaire du président de la Section, et envoyés à M. Guyot, Professeur honoraire, 29, rue de l'Université, Paris (7e).

BILAN AU 31 OCTOBRE 1952.

ACTIF.

		Décomposition.	Totaux.
Titres déposés au Crédit Lyonnais			2 642 540
1° Placements du Fonds de réserve		847 954	
2° Placements des disponibilités		1 794 586	
Espèces			4 493 654
Crédit Lyonnais		2 389 511	
Chèques Postaux		2 021 388	
Chez Gauthier-Villars		12 839	
Petite caisse (M. Marandon)		32 393	
Petite caisse (Exposition) (M. Poulard)		37 523	
Éléments non comptabilisés :			
— 436 actions du *Journal de Physique*.			
— Ouvrages en dépôt chez Gauthier-Villars (Mémoires sur la Physique en 5 Tomes; Données numériques par Dufet en 3 Tomes; livre du Cinquantenaire).			
— Cotisations à recouvrer : estimation	250 000		
— Créances sur exposants à recouvrer : estimation	500 000		
TOTAL DE L'ACTIF			7 136 194

PASSIF.

		Décomposition.	Totaux.
Fonds de réserve			847 954
Situation au Bilan du 31 octobre 1951		847 954	
Cotisation des nouveaux Membres à vie		néant	
Le total est représenté par { Titres	847 954		
Le total est représenté par { Espèces	néant		
Provisions libres			5 104 213
Situation au Bilan du 31 octobre 1951		3 406 338	
Solde créditeur du compte des Ressources et des charges de l'exercice annexé au Bilan	— 104 135 Société)		
	+ 1 802 010 Exposition)	1 697 875	
Le total est représenté par { Titres	1 794 586		
Le total est représenté par { Espèces	3 309 627		
Journal de Physique			887 348
Situation au Bilan du 31 octobre 1951		+ 486 532	
Rétrocession de la subvention du C.N.R.S. pour documentation bibliographique		+ 490 000	
Subvention exceptionnelle de la Société française de Physique		+ 100 000	
Versement effectué le 1er octobre 1952		— 1 076 532	
Rétrocession des 6/10e du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice		+ 887 348	
Le total est représenté par des espèces			
Comité français de Physique			296 679
Situation au Bilan du 31 octobre 1951		211 679	
Subvention pour frais de mission		+ 400 000	
Dépenses pour frais de mission		— 315 000	
Le total est représenté par des espèces.			
TOTAL DU PASSIF égal à celui de l'ACTIF			7 136 194

Annexe au Bilan au 31 octobre 1952 Compte des Ressources et des Charges.

au cours de l'Exercice 1951-1952.

		Charges.	Ressources.
Cotisations encaissées			1 478 913
au titre de l'exercice	1 290 894		
arriérées	178 235		
anticipées	9 784		
Rétrocession des 6/10° des cotisations au *Journal de physique*		887 348	
Subvention C. N. R. S. pour documentation bibliographique			490 000
Rétrocession de la totalité de cette subvention au *Journal de Physique*		490 000	
Ressources diverses, suivant détail annexé (Société proprement dite)			158 052
Frais généraux de fonctionnement, suivant détail annexé (Société proprement dite)		853 752	
Ressources diverses, suivant détail annexé (Exposition)			4 939 143
Frais généraux de fonctionnement, suivant détail annexé (Exposition)		3 137 133	
SOLDE CRÉDITEUR du compte des Ressources et des Charges de l'exercice (reporté aux PROVISIONS LIBRES).			
Balance — Société	— 104 135	1 697 875	
Balance — Exposition	+ 1 802 010		
		7 066 108	7 066 108

Annexe au Compte des Ressources et des Charges.

Détail des ressources diverses (Société proprement dite).

Droits d'entrée des nouveaux Sociétaires		5 850
Cotisations de la Section d'Optique		6 250
Vente d'Ouvrages et numéros du *Journal de Physique*		néant
Vente d'Ouvrages par Gauthier-Villars		4 460
Intérêt des titres		46 492
Dons sans affectation particulière	M. Paine	1 000
	Société Kodak	50 000
	M. Haenny	4 000
Subvention ministérielle (prix Holweck 1952)		30 000
Versement de Madame Cotton		10 000
TOTAL porté au Compte des Ressources et des Charges		158 052

Détail des frais généraux de fonctionnement :

Subvention exceptionnelle au *Journal de Physique*	100 000
Loyer du siège social	1 832
Service de la Bibliothèque	800
Traitement des Agents	286 500
Contribution mobilière	1 740
Sécurité sociale et impôts sur traitement	91 970
Frais de bureau néant : correspondance 22 782, banque 2 628 recouvrement des cotisations 16 605, étrennes et gratifications concierge 1 000, divers 1 211	44 226
Frais de réunions de mai	6 962
Convocations : Conseil 1 926, Assemblée 12 965, séances 74 052, bandes et étiquettes pour envois 10 800, projections 11850, section d'Optique 22 405.	133 998
Envois d'Ouvrages	1 360
Cotisations versées à l'Union des Associations scientifiques, au Comité de l'éclairage et du chauffage, au Conseil électrotechnique et au Comité français de l'Optique	27 500
Sépulture Fresnel 1951	1 442
Frais pour le Colloque de radio-fréquence	14 050
Prix de fondation Robin	30 000
Prix de fondation Ancel	10 000
Prix A. Cotton	10 000
Gravure médailles prix Holweck et Ancel	1 507
Frais voyage délégués (prix Holweck 1952)	72 990
Frais réception Professeurs étrangers	16 875
TOTAL porté au Compte des Ressources et des Charges	853 752

Annexe au Compte des Ressources et des Charges.

Détail des ressources diverses (Exposition).

	Charges.	Ressources.
Recouvrements Exposition 1950, 1951		238 151
Recettes provenant des communications téléphoniques Exposition		6 650
Recouvrements frais Electricité Exposition		205 143
Produit de la vente des Catalogues		164 700
Produit de la Publicité faite dans le catalogue		519 120
Produit de l'impression des pages techniques dans le catalogue		678 271
Produit des textes techniques concernant les appareils non exposés		113 231
Produit de la location des emplacements à la Sorbonne		2 670 000
Recouvrements compositions pour publicité		99 500
Recouvrements Assurances		38 156
Recouvrements clichés pour pages techniques catalogue		156 847
Recouvrements confections clichés		12 408
Remboursements divers (dépliants)		36 966
		4 939 143

Détail des frais généraux de fonctionnement :

	Charges.	Ressources.
Traitement des Agents	560 000	
Sécurité sociale et impôt sur les traitements	172 418	
Téléphone rue Cuvier	32 022	
Abonnement à la Revue de l'Exposant	1 200	
Gratification personnel de service Sorbonne	44 730	
Frais divers bureau Exposition	23 385	
Frais installation électrique Sorbonne	245 510	
Location salles Sorbonne et frais personnel	147 919	
Frais d'Assurances	21 125	
Sonorisation	60 000	
Aménagements Exposition	174 700	
Frais produits pharmaceutiques	1 228	
Frais de papeterie	29 000	
Impression de catalogues	1 417 007	
Frais envois de catalogues	71 780	
Déjeuner de l'Exposition (solde)	29 232	
Remises pour vente Catalogues	7 035	
Frais téléphone Exposition	35 650	
Frais divers : dépliants 7 264, circulaires 20 914	28 178	
Frais de correspondance	23 784	
Remboursement trop perçu à Exposant	11 230	
	3 137 133	

STATISTIQUE au 31 octobre 1952.

Nombre de Sociétaires :

Seine et Seine-Oise	650
Départements et Colonies	292
Étranger	135
TOTAL	1077

Les Membres à vie sont ainsi répartis :

Seine et Seine-et-Oise	154 + 3 honoraires
Départements	63 + 1 honoraire
Étranger	40 + 1 honoraire

Collectivités :

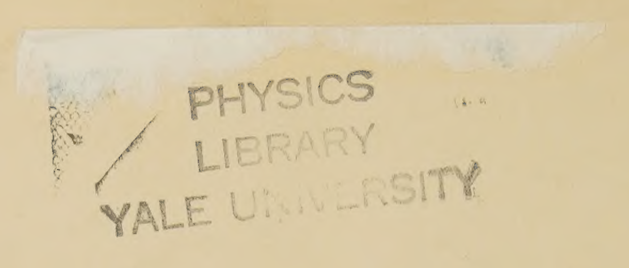
Seine et Seine-et-Oise	67
Départements	34
Étranger	15

Sociétaires décédés en 1951-1952	9 dont 1 Membre à vie
Démissionnaires	38 dont 6 collectivités
Rayés pour non paiement	15

Admissions :

Paris, Seine et Seine-et-Oise	47 dont 1 collectivité
Départements	13
Étranger	5 dont 1 collectivité

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 143148 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1952.




3 8198 304 645 581
UNIVERSITY OF ILLINOIS AT CHICAGO